



**SIDNEY BRUNO  
BATISTA DA  
FONSECA**

**ONDAS ACOPLADAS A CONVECÇÃO NA  
REGIÃO DE ÁFRICA EQUATORIAL**

Dissertação apresentada à Universidade de Aveiro para cumprimento dos requisitos necessários à obtenção do grau de Mestre em Meteorologia e Oceanografia Física, realizada sob a orientação científica do Doutor José Manuel Castanheira, Professor Auxiliar do Departamento de Física da Universidade de Aveiro

Dedico este trabalho à minha família pelo incansável apoio.

## **o júri**

presidente

Prof. Doutor Paulo Manuel Cruz Alves da Silva  
Professor Auxiliar, Universidade de Aveiro

vogais

Prof. Doutora Margarida da Conceição Rasteiro  
Magano Lopes Rodrigues Liberato,  
Professora Auxiliar, Universidade de Trás-Os-Montes e Alto  
Douro

Prof. Doutor José Manuel Henriques Castanheira,  
Professor Auxiliar, Universidade de Aveiro

## **Agradecimentos**

Nada se constrói sozinho. Hoje em especial preciso dizer a todas as pessoas que contribuíram comigo para a realização deste trabalho, seja com conhecimento científico, seja com amizade e companheirismo. Muito obrigado.

Ao Professor Doutor José Manuel Castanheira, a sua orientação sempre instigante e encorajadora, foi fundamental para minha formação académica. Meus agradecimentos e admiração pela sua competência e capacidade.

A toda a equipa de Laboratório de Atmosfera de Universidade de Aveiro e em especial a Tiago Luna e Doutor Carlos A. F. Marques pela disponibilidade e ajuda que prontamente me prestaram durante este trabalho.

Aos colegas de curso, pelos incentivos, pelos momentos de socialização e alegria das conquistas e por todos os momentos que compartilhamos ao longo desta caminhada.

A toda minha família que, na maioria das vezes, não compreendia que pesquisa era essa, mas em momento algum deixou de acreditar e me incentivar nessa tarefa.

**Palavras-chave** ondas equatoriais, sistemas convectivos, modos normais.

**Resumo** O clima da região da África equatorial é caracterizado por algumas das tempestades mais intensas associadas a convecção profunda. Esta convecção, na maior parte das vezes, deve-se a perturbações no campo do vento que se propagam para Leste ou para Oeste com velocidades típicas. Estas perturbações podem ser estudadas através do modelo de águas pouco profundas, conforme sugerido por Matsuno (1966), facto que vem sendo comprovado por diversos estudos com base em dados observados.

Existem poucas publicações sobre as características de propagação de Sistemas Convectivos de Mesoescala (SCM) na região da África Equatorial. Porém, alguns dos estudos disponíveis revelaram que parte desses SCM é controlada por Ondas Equatoriais. Neste trabalho são analisados alguns dos aspectos dessas ondas, que estarão associados à formação e propagação de SCM que afectam a região. O período seleccionado para estudo inclui os meses de Março, Abril e Maio de 2012. Com base em dados simulados pelo Modelo WFR e dados OLR (Outgoing Longwave Radiation) das reanálises Era-Interim, identificaram-se eventos SCM e, através da análise da energia das ondas equatoriais e do campo da divergência da circulação projectada sobre essas ondas, foi possível identificar alguns eventos sugestivos da existência de acoplamento entre ondas equatoriais e sistemas convectivos. Identificaram-se eventos propagando-se para Oeste em associação com ondas de Rossby-gravíticas mistas e ondas gravítico-inerciais. No período entre 10 e 15 de Abril, observou-se a propagação para Leste de um sistema convectivo de larga escala, acoplado a ondas de Kelvin.

**Keywords**

Convective System, Equatorial wave, normal mode

**Abstract**

The climate of Africa Equatorial is characterized by some of the more intense storms associated with deep convection. This convection is most often due to disturbances in the wind field that propagates eastward or westward with typical speeds. These disturbances can be studied by the shallow water model, as suggested by Matsuno (1966), a fact that has been proven by several studies based on observed data.

There are few publications on the propagation characteristics of Mesoscale Convective Systems (MCS) in the Africa Equatorial region. However, some of the existent studies have shown that some of the MCS are controlled by Equatorial Waves. In this study, some aspects of these waves, which are associated with the formation and propagation of MCS affecting the region Equatorial Africa are analysed. The period selected for this study involves the months of March, April and May 2012. Based on the data simulated by the WRF (Weather Research and Forecast) model, and on the OLR (Outgoing Longwave Radiation) of reanalysis ERA-Interim, it was possible to identify MCS events. By analysing the energy of equatorial waves and the divergence of the flow field projected on these waves, it was possible to identify some events suggesting the existence of equatorial waves coupled to the convection systems. The identified events include westward propagating SCMs associated with mixed Rossby-gravity waves and with westward propagating inertial gravity waves. It was also possible to identify a large-scale convection system propagating eastwards coupled with Kelvin waves in the period from 10 to 15 April.



## 1. INDICE

<b>Capítulo 1 .....</b>	<b>1</b>
<b>1. INTRODUÇÃO .....</b>	<b>1</b>
<b>Capítulo 2 .....</b>	<b>5</b>
<b>2. A TEORIA DAS ONDAS EQUATORIAIS .....</b>	<b>5</b>
2.1. Ondas Equatoriais.....	5
2.2. Teoria Linear das Ondas Equatoriais .....	5
2.2.1. Ondas de Kelvin Equatoriais .....	8
2.2.3 Ondas Gravíticas Mistas de Rossby.....	9
2.2.3 Estrutura horizontal das Ondas de Kelvin .....	10
2.3 Modos Normais Tridimensionais .....	12
<b>Capítulo 3 .....</b>	<b>15</b>
<b>3. DADOS E METODOLOGIA .....</b>	<b>15</b>
3.1 Descrição de Modelo .....	15
3.2 Determinação dos eventos de SCM.....	17
3.2.1 Reconstrução das nuvens.....	17
3.2.2 Cálculo de OLR.....	18
3.3 Espectro de Energia das Ondas Gravíticas Equatoriais .....	18
<b>Capítulo 4 .....</b>	<b>21</b>
<b>4. RESULTADOS E ANÁLISES .....</b>	<b>21</b>
4.1 Sistemas Convectivos na região da África Equatorial .....	21
4.2 Ondas de Rossby-Gravíticas Mistas.....	24
4.3 Ondas de Kelvin .....	26
4.4 Ondas Inércio-Gravíticas com propagação para Oeste .....	29
<b>Capítulo 5 .....</b>	<b>33</b>
<b>5. CONCLUSÕES .....</b>	<b>33</b>
<b>6. REFERÊNCIAS .....</b>	<b>35</b>



## LISTA DE FIGURAS

- Figura 1.1** Espectros de potência da temperatura de brilho das nuvens no domínio da frequência e do número de onda zonal. As temperaturas de brilho das nuvens referem-se a dado no período de Julho de 1983 a Junho de 2005, entre 15°N a 15°S. Na Figura estão representadas a componente simétrica a) e antissimétrica b). O intervalo de contorno é de 0,1, sendo que os contornos e sombreados começam a 1,1, onde o sinal é estatisticamente significativo acima de nível de 95%. As curvas de dispersão das ondas de Kelvin, onda equatorial de Rossby (ER)  $n = 1$ , ondas inércio-gravíticas que se propagam para Oeste (WIG),  $n = 1$  e  $n = 2$ , ondas inércio-gravítica que se propagam para Leste (EIG)  $n = 0$ , e ondas de Rossby-gravítica mistas (MRG), estão representadas para alturas equivalentes de 8, 12, 25, 50 e 90 m. (*Adaptada de Kiladis et al. (2009)*). . 3
- Figura 2.1** Estrutura horizontal da onda de Rossby-gravítica mista para número de onda zonal adimensional,  $k = 1$ . Todas as escalas e campos são adimensionais. O equador atravessa o centro da Figura. As regiões a tracejado representam divergência, e as regiões a sombreado representam convergência, com um intervalo de 0,6 unidades entre os níveis sucessivos. Contornos sem sombra são geopotencial, com um intervalo de contorno de 0,5 unidades. Contornos a tracejado representam valores, e o contorno zero foi omitido. O vento máximo é indicado no canto inferior direito. O campos são adimensionais utilizando a mudança de coordenadas  $t^* = t \left( \beta \sqrt{gh_e} \right)^{1/2}$  e  $x^* = x \left( \frac{\sqrt{gh_e}}{\beta} \right)^{-1/2}$  (*Adaptada de Kiladis et al. (2009)*). ..... 10
- Figura 2.2** Estrutura horizontal da onda de Kelvin para número de onda zonal adimensional,  $k=1$ . Todas as escalas e campos são adimensionais. O equador atravessa o centro da Figura. As regiões a tracejado representam divergência, e as regiões a sombreado representam convergência, com um intervalo de 0,6 unidades entre os níveis sucessivos. Contornos sem sombra são geopotencial, com um intervalo de contorno de 0,5 unidades. Contornos a tracejado representam valores, e o contorno zero foi omitido. O vento máximo é indicado no canto inferior direito. (*Adaptada de Kiladis et al. (2009)*). ..... 11
- Figura 2.3** Procedimento para obter os modos verticais e horizontais. (*Adaptada de Ko et al., (1989)*). Os acrónimos significam. Ondas; EIG – Inercio-gravítica para Leste, WIG – Inercio-gravítica para Oeste, KE – Kelvin, ER – Rossby equatorial e MRG – Rossby-gravítica mista ..... 14
- Figura 3.1** Representação do domínio utilizados nos processamentos do Modelo WRF ..... 16
- Figura 3.2** a) Espectros verticais climatológicos da energia das ondas equatoriais, para os meses de Março, Abril e Maio dos anos de 1979 a 2010, b) espectros zonais da energia de ondas equatoriais associadas a alturas equivalentes no intervalo 10 a 96 m..... 19
- Figura 4.1** Diagrama de Hovmöller (longitude-tempo) das nuvens acima dos 500 hPa; (à esquerda) quantidade de água líquida e (à direita) logaritmo da quantidade de água líquida mais gelo relativamente ao período de 1 de Março a 31 de Maio 2012. Tempo é UTC. Unidades são (kg/m<sup>2</sup>). Em ambos os painéis são representados valores médios entre as latitudes 7,5°S e 7,5°N..... 22

<b>Figura 4.2</b> Diagrama de Hovmöller (longitude-tempo) da média entre as latitudes $7,5^{\circ}\text{S}$ e $7,5^{\circ}\text{N}$ para as anomalias OLR no período entre 1 de Março a 31 de Maio 2012. As anomalias foram calculadas relativamente à média de todo o período. À esquerda, representam-se as longitudes entre $50^{\circ}\text{E}$ e $10^{\circ}\text{W}$ e à direita, as longitudes entre $180^{\circ}\text{E}$ e $180^{\circ}\text{W}$ .	23
<b>Figura 4.3</b> (à esquerda) Soma de energia dos modos verticais de índice 7 a 12, correspondentes as alturas equivalentes de 8 a 96 m para cada número de onda de 1-10 e (à direita) soma da energia dos modos zonais, números de onda de 3 a 8, para cada modo vertical correspondente a alturas equivalente (8 a 96 m), relativamente ao período de 1 de Março a 31 de Maio 2012.	25
<b>Figura 4.4</b> Representação de Hovmöller (longitude-tempo) da divergência ( $\text{s}^{-1}$ ) para ondas de Rossby-gravítica mistas de Rossby relativamente ao período de 1 de Março a 31 de Maio 2012. Médias para latitudes $7,5^{\circ}\text{S}$ e $7,5^{\circ}\text{N}$ .	26
<b>Figura 4.5</b> (à esquerda) Soma da energia dos modos verticais de 7 a 12 correspondentes as alturas equivalentes de 8 a 96 m para cada número de onda de 1-10, e (à direita) soma da energia dos modos com números de onda de 3 a 8, para cada modo vertical correspondente a alturas equivalente (8 a 96 m), relativamente a 1 de Março a 31 de Maio 2012.	28
<b>Figura 4.6</b> Representação de Hovmöller (longitude-tempo) da divergência ( $\text{s}^{-1}$ ) para ondas de Kelvin relativamente ao período de 1 de Março a 31 de Maio 2012. Médias para latitudes $7,5^{\circ}\text{S}$ e $7,5^{\circ}\text{N}$ .	29
<b>Figura 4.7</b> (à esquerda) Soma da energia dos modos verticais de 7 a 12 correspondentes as alturas equivalentes de 8 a 96 m para cada número de onda de 1-10, e (à direita) soma da energia dos modos com números de onda de 1 a 10, para cada modo vertical correspondente a alturas equivalente (8 a 96 m), relativamente a 1 de Março a 31 de Maio 2012.	31
<b>Figura 4.8</b> Representação de Hovmöller (longitude-tempo) da divergência ( $\text{s}^{-1}$ ) para ondas de Inércio-Gravíticas com propagação para Oeste relativamente ao período de 1 de Março a 31 de Maio 2012. Médias para latitudes $7,5^{\circ}\text{S}$ e $7,5^{\circ}\text{N}$ .	32

## LISTA DE SIMBOLOS E SIGLAS

$a$  - Raio terrestre

$c$  - Velocidade de fase relativa ao solo

$C_m$  - Matriz diagonal de factores de escala

$E$  - Energia

$f$  - Parâmetro de Coriolis

$g$  - Aceleração da gravidade

$G_m$  - Estrutura vertical

$H_n$  - Polinómio de Hermite

$h_m=h_e$  - Altura equivalente

$k$  - Número de onda zonal

$L$  - Operador diferencial de Laplace

$N$  - Frequência de Brunt-Väisälä

$p$  - Pressão

$R$  - Constante específica do ar seco;

$S$  - parâmetro da estabilidade

$T$  - Temperatura

$t$  - Tempo

$u$  - Velocidade zonal

$v$  - Velocidade meridional

$w$  - Velocidade vertical

$y$  - Distância meridional

$z$  - Altitude

$\beta$  - parâmetro beta (gradiente meridional da vorticidade planetária)

$\phi$  - Latitude

$\lambda$  - Longitude

$\omega$  - Frequência angular;

$\Omega$  - Velocidade angular da Terra

$\Phi$  - Geopotencial

$\theta$  - Temperatura potencial

$\xi$  - Coordenada meridional adimensional

$n$  - Número de onda meridional

$\alpha$  - Tipo de onda

$c_p$  - Calor específico a pressão constante

$c_v$  - Calor específico a volume constante

## **LISTA DE ACRÓNIMOS**

EIG – Ondas Inercio-gravítica com propagação para Leste

ER – Onda de Rossby equatorial

JEA – Jacto Africano de Leste

KE – Onda de Kelvin

MAM – Março, Abril e Maio

MRG – Onda de Rossby-Gravítica mista

NCAR – National Center for Atmospheric Research

NOAA – National Oceanic and Atmospheric Administration

OLR – Radiação Infravermelha Terrestre emitida para o espaço

QBO – Oscilação quase bienal

SCM – Sistemas Convectivos de Mesoescala

SAO – Oscilação semi-anual

WIG – Onda Inercio-gravítica com propagação para Oeste

WRF-ARW – Weather Research Forecast

ZCIT – Zona de Convergência Intertropical

## Capítulo 1

### 1. INTRODUÇÃO

Em São Tomé e Príncipe, o clima é caracterizado essencialmente por dois períodos de chuva que são de Março a Maio e de Setembro a Dezembro. Os sistemas meteorológicos que atingem a região nesta época do ano incluem principalmente os chamados Sistemas Convectivos de Mesoescala (SCM). (Cotton *et al.*, 1989) definem um SCM como um sistema profundo que é consideravelmente maior que uma tempestade individual, frequentemente marcado por extensa nebulosidade de várias centenas de quilómetros na horizontal. Nesta nebulosidade existem áreas de convecção profunda, imersas em uma região de precipitação estratiforme. Os SCM nos trópicos contribuem com mais de 50% do total anual de precipitação (Houze, 1977; Mohr *et al.*, 1999; Zipser, 1977) sendo, portanto, fundamentais para a manutenção do equilíbrio hídrico da região. Estes sistemas também são conhecidos por gerar frequentemente ventos fortes, pequenos granizos, e ocasionalmente, tornados fracos.

Apesar de todo o conhecimento adquirido sobre os SCM com os trabalhos realizados até o presente, inúmeras questões ainda permanecem sem respostas. Um dos principais motivos reside nas interações não lineares entre os movimentos atmosféricos de grande escala e de mesoescala com as circulações locais. Sabe-se que a localização geográfica e a topografia da região, o uso do solo e a continentalidade são exemplos de outros fatores que podem causar uma grande diversidade de situações, favorecendo a ocorrência de SCM distintos. (Cetrone e Robert A. Houze, 2009).

A natureza dos processos físicos envolvidos na formação e no desenvolvimento dos SCM é tão complexa que, apesar do grande esforço que tem sido despendido no sentido de entendê-las, existe um limite no avanço do conhecimento, imposto pela incapacidade na sua quantificação adequada. Quanto maiores as lacunas de informações, mais numerosas se tornam as interrogações. O grande interesse que a comunidade científica tem em preencher estas lacunas está diretamente associado às condições meteorológicas severas em superfície, inerentes à ocorrência de SCM. As chuvas são intensas, muitas vezes acompanhadas por granizo, assim como os ventos e as rajadas, que podem atingir várias dezenas de metros por segundo. Evidentemente que, quanto maior e mais intenso for o SCM, mais severas serão as condições meteorológicas em superfície. Desta forma, todo o conhecimento acumulado sobre os SCM que atingem uma determinada região, se transforma em melhorias na qualidade da previsão local. As maiores dificuldades na previsão de SCM estão associadas à sua rapidez de formação, sua duração e extensão espacial, geralmente não detectadas nos

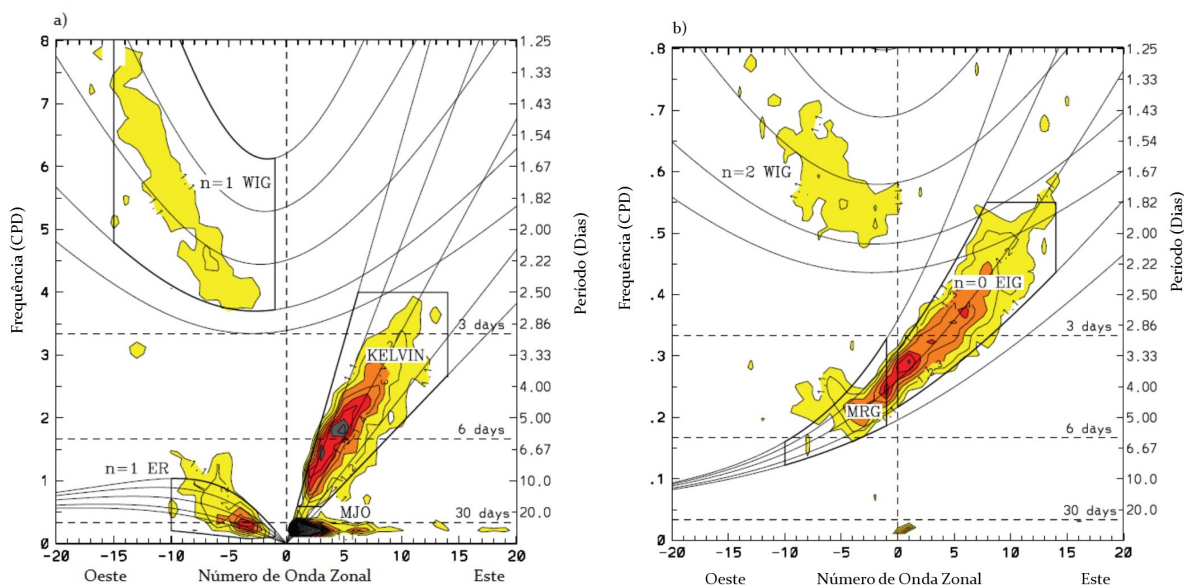
campos prognósticos de modelos globais atmosféricos, utilizados rotineiramente nos serviços operacionais de previsão do tempo. Neste sentido, torna-se de fundamental importância a incorporação dos resultados de modelos de mesoescala, por serem obtidos com uma resolução horizontal e vertical mais refinada, para uma melhor avaliação das condições atmosféricas. Mesmo assim, ainda é preciso saber que variáveis e níveis analisar e com quanta antecedência para que a previsão da ocorrência de um SCM seja, pelo menos, mais eficiente. Esta identificação de parâmetros meteorológicos pode ser facilitada se houver um modelo conceptual do fenómeno em questão. Na literatura encontram-se alguns trabalhos que incluem a elaboração de modelos conceptuais sobre o desenvolvimento de SCM específicos (Garstang *et al.*, 1994; McCollum *et al.*, 1995; Silva Dias, 1987). Percebe-se, então, que não há um modelo conceptual único, que explique a formação e evolução de todos os tipos de SCM. Para região de África Equatorial foram realizados alguns trabalhos que envolvem características de SCM e ondas equatoriais a eles acopladas (Futyan e Genio, 2007; Laing *et al.*, 2008);

Na região de África Equatorial, a influência de longo alcance da topografia ocorre em todas as regiões, sendo que a convecção é gerada por aquecimento de terreno mais elevado, brisas mar/terra, e as brisas do lago. Episódios coerentes de convecção resultam da regeneração de colunas de convecção através de múltiplos ciclos diurnos propagando-se para Oeste. Esses sistemas têm uma duração média de 17,6 h e cerca 673 km de extensão, a maioria têm velocidades de fase zonal de 8-16 ms<sup>-1</sup>. A propagação da convecção ocorre na presença de cisalhamento moderado a baixo nível que está associado com o fluxo de monções de Sudoeste e Jactos de Leste do nível médio (JEA) (Laing *et al.*, 2011).

As observações de satélite mostram que os sistemas convectivos se apresentam organizados à escala sinóptica, por ondas que se propagam para Leste ou para Oeste, quer ao longo do equador ou paralelamente a ele na zona de convergência intertropical (ZCIT). Vários estudos, analisando a radiação infravermelha terrestre emitida para o espaço (OLR, utilizando o acrónimo inglês) ou a temperatura de brilho das nuvens, mostraram que algumas das ondas associadas à convecção exibem características previstas pela teoria das ondas equatoriais desenvolvida por Matsuno (1966). (Kiladis *et al.*, 2009) fizeram recentemente uma revisão daqueles estudos. A associação das ondas equatoriais com a teoria de Matsuno baseia-se nos resultados de análises espectrais no número de onda e na frequência (análise espaço-temporal). De facto, conforme mostra a Figura 1.1, reproduzida de Kiladis *et al.* (2009) os máximos espectrais encontram-se orientados ao longo das curvas de dispersão previstas pela teoria de Matsuno (1966) para as ondas equatoriais de um

sistema de águas pouco profundas.

As ondas equatoriais previstas pela teoria de Matsuno, além das curvas de dispersão características, possuem também estruturas espaciais bem definidas, que estabelecem relações entre as anomalias do movimento horizontal e do campo do geopotencial. O objectivo principal desta Tese é testar um método diferente para a identificação de ondas equatoriais acopladas com convecção. O método aqui proposto baseia-se na análise da energia da circulação atmosférica projectada em modos normais das equações primitivas esféricas, linearizadas em torno de um estado de repouso. A análise considerará apenas os modos normais sobre a esfera que são aproximados pelas soluções do sistema de equações de águas pouco profundas no plano beta-equatorial. O método será aplicado ao estudo de sistemas convectivos, que ocorreram na região da África equatorial, nos meses de Março a Maio de 2012.



**Figura 1.1** Espectros de potência da temperatura de brilho das nuvens no domínio da frequência e do número de onda zonal. As temperaturas de brilho das nuvens referem-se a dado no período de Julho de 1983 a Junho de 2005, entre 15°N a 15°S. Na Figura estão representadas a componente simétrica a) e antissimétrica b). O intervalo de contorno é de 0,1, sendo que os contornos e sombreados começam a 1,1, onde o sinal é estatisticamente significativo acima de nível de 95%. As curvas de dispersão das ondas de Kelvin, onda equatorial de Rossby (ER)  $n = 1$ , ondas inércio-gravíticas que se propagam para Oeste (WIG),  $n = 1$  e  $n = 2$ , ondas inércio-gravítica que se propagam para Leste (EIG)  $n = 0$ , e ondas de Rossby-gravítica mistas (MRG), estão representadas para alturas equivalentes de 8, 12, 25, 50 e 90 m. (Adaptada de Kiladis et al. (2009)).





## Capítulo 2

### 2. A TEORIA DAS ONDAS EQUATORIAIS

#### 2.1. Ondas Equatoriais

As ondas Equatoriais constituam numa importante classe de ondas que se propagam para Leste e para Oeste e que estão aprisionadas em torno do equador, isto é, elas decaem ao afastarem-se da região equatorial. O aquecimento diabático associado à convecção tropical organizada pode excitar movimentos ondulatórios equatoriais. Através das ondas equatoriais os efeitos de tempestades convectivas podem ser comunicados sobre longas distâncias nos trópicos. Essas ondas podem produzir respostas remotas a fontes localizadas de calor. Além disso, influenciando o padrão de convergência da humidade em níveis baixos, elas podem parcialmente controlar a distribuição espacial e temporal de aquecimento convectivo.

As ondas equatoriais desempenham um papel importante no balanço de energia da atmosfera equatorial. Por exemplo, através da análise das variações sazonais de ondas de Kelvin ultra-rápidas mostrou-se que as variações das amplitudes dessas ondas claramente foram dominadas por uma periodicidade semianual, sugerindo uma relação entre essas e as oscilações semianuais mesosféricas e/ou estratosféricas (Yoshida *et al.*, 1999). O transporte de momento atribuído às ondas equatoriais é responsável, em parte, pelo forçamento da oscilação quase bienal da estratosfera, QBO, (Andrews *et al.*, 1987).

#### 2.2. Teoria Linear das Ondas Equatoriais

Assumindo-se processos adiabáticos não viscosos e movimentos de pequena escala, investigam-se teoricamente as ondas atmosféricas através do uso de equações perturbadas dos movimentos atmosféricos derivadas das equações fundamentais da dinâmica, tais como: as equações de movimento, primeira lei da termodinâmica, equação da continuidade e a equação de estado dos gases ideais. As forças restauradoras para essas ondas resultam da estabilidade estática da atmosfera, denominada de flutuabilidade, e pela rotação da Terra, representada pelo parâmetro de Coriolis (Tsutsumi, 1995).

A estrutura horizontal das ondas equatoriais pode ser obtida considerando-se oscilações livres dentro do contexto de águas pouco profunda. Por simplicidade, consideram-se as equações linearizadas do momento e da continuidade para um sistema fluido de profundidade média  $h_e$  num estado básico em repouso. Estando-se apenas interessado em estudar a região equatorial, utiliza-se a geometria cartesiana sobre um plano  $\beta$  equatorial.

Nesta aproximação, os termos proporcionais ao  $\cos\phi$  são substituídos pela unidade e os termos proporcionais ao  $\sin\phi$  são substituídos por  $y/a$  em que  $y$  é a distância de um círculo de latitude ao equador e  $a$  é o raio da Terra. O parâmetro de Coriolis neste contexto é aproximadamente dado por:

$$f = \beta y, \quad (1)$$

em que  $\beta = 2\Omega/a$ , e  $\Omega$  é a velocidade angular da Terra. As equações linearizadas, considerando pequenas perturbações em torno de um estado de referência em repouso podem ser escritas na seguinte forma:

$$\begin{aligned} \frac{\partial u'}{\partial t} - \beta y v' &= -\frac{\partial \Phi'}{\partial x}, \\ \frac{\partial v'}{\partial t} + \beta y u' &= -\frac{\partial \Phi'}{\partial y}, \\ \frac{\partial \Phi'}{\partial t} + g h_e \left( \frac{\partial u'}{\partial x} + \frac{\partial v'}{\partial y} \right) &= 0, \end{aligned} \quad (2)$$

As duas primeiras equações descrevem o movimento horizontal e a terceira é a equação da continuidade. Em que  $\Phi' = gh'$  é a flutuação do geopotencial e as variáveis com linhas (apóstrofe) representam as perturbações nos campos.

As dependências de  $x$  e  $t$  podem ser separadas especificando as soluções na forma de ondas que propagam zonalmente:

$$\begin{pmatrix} u' \\ v' \\ \Phi' \end{pmatrix} = \begin{bmatrix} \hat{u}(y) \\ \hat{v}(y) \\ \hat{\Phi}(y) \end{bmatrix} \exp[i(kx - \omega t)], \quad (3)$$

A substituição de (3) em (2) fornece um conjunto de equações diferenciais ordinárias em  $y$  para as estruturas meridionais  $\hat{u}, \hat{v}, \hat{\Phi}$ :

$$\begin{aligned} -i\omega \hat{u} - \beta y \hat{v} &= -ik \hat{\Phi}, \\ -i\omega \hat{v} + \beta y \hat{u} &= \frac{\partial \hat{\Phi}}{\partial y}, \\ -i\omega \hat{\Phi} + g h_e \left( ik \hat{u} + \frac{\partial \hat{v}}{\partial y} \right) &= 0, \end{aligned} \quad (4)$$

Resolvendo a primeira equação de (4) para  $\hat{u}$  e substituindo o resultado nas outras duas equações obtém-se:

$$(\beta^2 y^2 - \omega^2) \hat{v} = ik \beta y \hat{\Phi} + i\omega \frac{\partial \hat{\Phi}}{\partial y}, \quad (5)$$

$$(\omega^2 - gh_e k^2) \hat{\Phi} + i\omega gh_e \left( \frac{\partial \hat{v}}{\partial y} - \frac{k}{\omega} \beta y \hat{v} \right) = 0,$$

Substituindo-se a segunda equação de (5) na primeira, para eliminar  $\hat{\Phi}$ , obtém-se uma equação diferencial de segunda ordem na variável  $\hat{v}$ :

$$\frac{\partial^2 \hat{v}}{\partial y^2} + \left[ \left( \frac{\omega^2}{gh_e} - k^2 - \frac{k}{\omega} \beta \right) - \frac{\beta^2 y^2}{gh_e} \right] \hat{v} = 0, \quad (6)$$

A equação (6) é homogénea e espera-se que a solução trivial satisfazendo a condição de decaimento para grandes valores de  $|y|$  ( $v \rightarrow 0$ , quando  $y \rightarrow \pm \infty$ ) exista apenas para certos valores de  $\omega$ , correspondendo a frequências de perturbações de modo normal.

As soluções da equação (6) para a estrutura meridional  $\hat{v}$  devem satisfazer a condição de fronteira de  $v \rightarrow 0$  quando  $|y| \rightarrow \infty$ . Esta condição de fronteira é necessária uma vez que a aproximação de que  $f \approx \beta y$  não é válida para latitudes muito além de  $\pm 30^\circ$ . Sendo as ondas confinadas equatorialmente, elas serão uma boa aproximação de soluções exactas sobre a esfera.

A equação (6) difere da equação clássica para um oscilador harmónico em  $y$  porque o coeficiente contido nos parêntesis rectos não é constante, mas é uma função de  $y$ . Para  $y$  suficientemente pequeno esse coeficiente é positivo e as soluções oscilam em  $y$ , enquanto que para grandes valores de  $y$ , as soluções crescem ou decaem em  $y$ . Apenas as soluções que decaem podem satisfazer as condições de fronteira. Desta forma as soluções da equação (6), que tendem para zero em pontos distantes do equador, apenas existem quando a parte constante da expressão dentro dos parêntesis rectos satisfaz a relação:

$$\frac{\sqrt{gh_e}}{\beta} \left( -\frac{k}{\omega} \beta - k^2 + \frac{\omega^2}{gh_e} \right) = 2n + 1, \quad (7)$$

com:  $n = 0, 1, 2, 3, \dots$

Esta é uma equação de dispersão cúbica que determina as frequências das oscilações livres confinadas equatorialmente para o número de onda zonal  $k$  e para o índice da estrutura meridional,  $n$ . Essas soluções podem ser expressas mais convenientemente se  $y$  é substituído por uma coordenada meridional adimensional:

$$\xi \equiv \left( \frac{\beta}{\sqrt{gh_e}} \right)^{\frac{1}{2}} y, \quad (8)$$

Neste caso as estruturas meridionais têm a seguinte forma:

$$\hat{v}(\xi) = v_0 H_n(\xi) \exp\left(-\frac{\xi^2}{2}\right), \quad (9)$$

com  $H_n(\xi)$  designando o  $n$ -ésimo polinómio de Hermite e sendo os primeiros desses polinómios dados por:  $H_0(\xi) = 1$ ;  $H_1(\xi) = 2\xi$ ;  $H_2(\xi) = 4\xi^2 - 2$ . Então o índice  $n$  corresponde ao número de nodos (zeros) no perfil de velocidade no domínio  $|y| < \infty$ .

Em geral, as três soluções associadas com as três soluções da relação de dispersão (7) podem ser interpretadas como ondas gravíticas equatorialmente confinadas movendo-se para Leste ou movendo-se para Oeste e ondas equatoriais de Rossby movendo-se para Oeste. O caso  $n = 0$  (para o qual a velocidade da perturbação meridional tem uma distribuição Gaussiana centrada no equador) deve ser tratado separadamente. Neste caso, pode factorizar-se a relação de dispersão (9) como:

$$\left(\frac{\omega}{\sqrt{gh_e}} - \frac{\beta}{\omega} - k\right) \left(\frac{\omega}{\sqrt{gh_e}} + k\right) = 0, \quad (10)$$

A raiz  $\frac{\omega}{k} = -\sqrt{gh_e}$  corresponde à onda gravítica propagando-se para Oeste, o que não é permitido, pois o segundo termo nos parênteses em (10) foi implicitamente considerado não tender a zero quando as equações em (5) foram combinadas para eliminar  $\hat{\Phi}$ . As raízes obtidas pelo primeiro termo nos parênteses em (10) são:

$$\omega = k\sqrt{gh_e} \left[ \frac{1}{2} \pm \frac{1}{2} \left( 1 + \frac{4\beta}{k^2 \sqrt{gh_e}} \right)^{\frac{1}{2}} \right], \quad (11)$$

As raízes positivas correspondem a ondas equatoriais inércio-gravitacionais propagando-se para Leste, enquanto que raízes negativas correspondem a ondas propagando-se para Oeste, as quais se assemelham a uma onda inércio-gravitacional com grande escala zonal ( $k \rightarrow 0$ ) e assemelham-se a uma onda de Rossby para escalas com características de perturbação de escala sinóticas. Este modo é sempre referido como uma onda mista Rossby-Gravítica.

### 2.2.1. Ondas de Kelvin Equatoriais

Em adição aos modos já discutidos acrescenta-se outro modo, de grande importância prática, chamado de onda de Kelvin.

As ondas de Kelvin induzem flutuações nas velocidades vertical e zonal do vento, na altura geopotencial e na temperatura (Timmermans, 2005). Para este modo, a perturbação na

velocidade meridional anula-se e as equações de (4) tomam a seguinte forma:

$$\begin{aligned} -i\omega\hat{u} &= ik\hat{\Phi}, \\ \beta y\hat{u} &= -\frac{\partial\hat{\Phi}}{\partial y}, \\ -i\omega\hat{\Phi} + gh_e(ik\hat{u}) &= 0, \end{aligned} \quad (12)$$

Ao combinar-se a primeira e a terceira equação em (12) para eliminar  $\hat{\Phi}$ , obtém-se a relação de dispersão para onda de Kelvin e observa-se que ela é idêntica à das ondas gravíticas comuns (sem efeito da rotação) em águas pouco profundas:

$$c^2 = \left(\frac{\omega}{k}\right)^2 = gh_e, \quad (13)$$

De acordo com esta equação, a velocidade de fase  $c$  pode ser tanto positiva quanto negativa, mas se a primeira e a segunda equação de (12) forem combinadas para eliminar  $\hat{\Phi}$ , obtém-se uma equação diferencial de primeira ordem para determinar a estrutura meridional:

$$\beta y\hat{u} = -c \frac{\partial\hat{u}}{\partial y}, \quad (14)$$

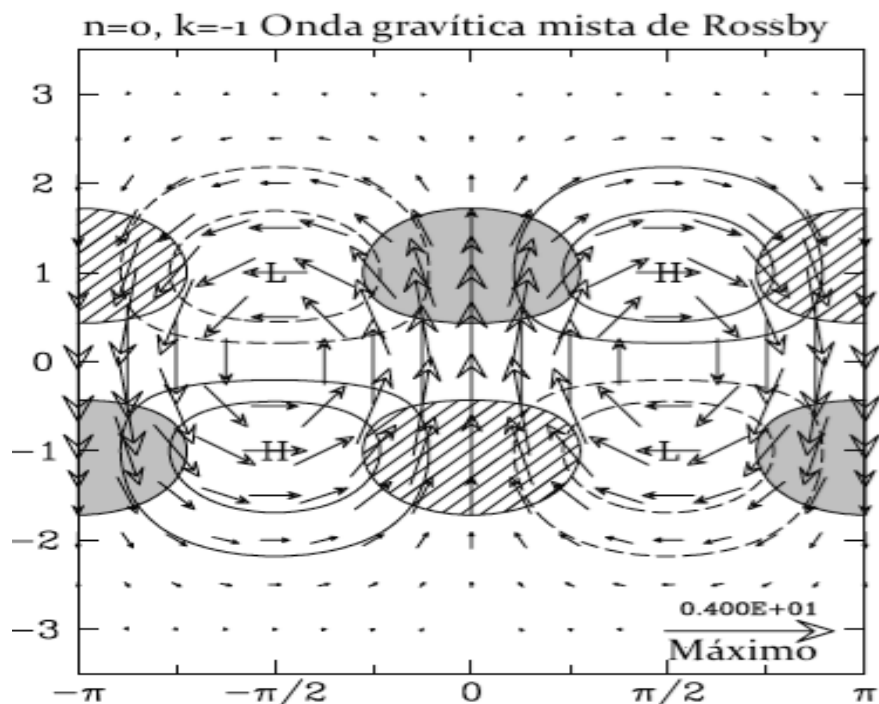
cuja solução é

$$\hat{u} = u_0 \exp\left(-\frac{\beta y^2}{2c}\right), \quad (15)$$

sendo  $u_0$  a amplitude da perturbação da velocidade zonal no equador. A equação (15) mostra que as soluções só serão confinadas à região equatorial se a velocidade de fase for positiva ( $c > 0$ ). Então, as ondas de Kelvin propagam-se para Leste e têm velocidade zonal e perturbação de geopotencial que variam em latitude como uma função Gaussiana centrada no equador.

### 2.2.3 Ondas Gravíticas Mistas de Rossby

As ondas de Rossby-gravíticas mistas são ondas que combinam características de ondas de Rossby e de ondas gravíticas, sendo sua direção de propagação para Oeste em relação ao fluxo médio. A sua distribuição latitudinal ilustrada na Figura 2.1 mostra que as ondas mistas têm distribuição de vento meridional simétrica e distribuição de vento zonal e pressão antissimétrica em relação ao equador. Neste modo, partindo-se do geopotencial máximo e mínimo na direção dos polos, os campos de vento horizontal e de pressão aproximam-se do balanço geostrófico, porém próximo ao equador é bastante ageostrófico (Holton, 2004).



**Figura 2.1** Estrutura horizontal da onda de Rossby-gravítica mista para número de onda zonal adimensional,  $k = 1$ . Todas as escalas e campos são adimensionais. O equador atravessa o centro da Figura. As regiões a tracejado representam divergência, e as regiões a sombreado representam convergência, com um intervalo de 0,6 unidades entre os níveis sucessivos. Contornos sem sombra são geopotencial, com um intervalo de contorno de 0,5 unidades. Contornos a tracejado representam valores, e o contorno zero foi omitido. O vento máximo é indicado no canto inferior direito. O campos são adimensionais utilizando a mudança de coordenadas  $t^* = t(\beta\sqrt{gh_e})^{1/2}$  e

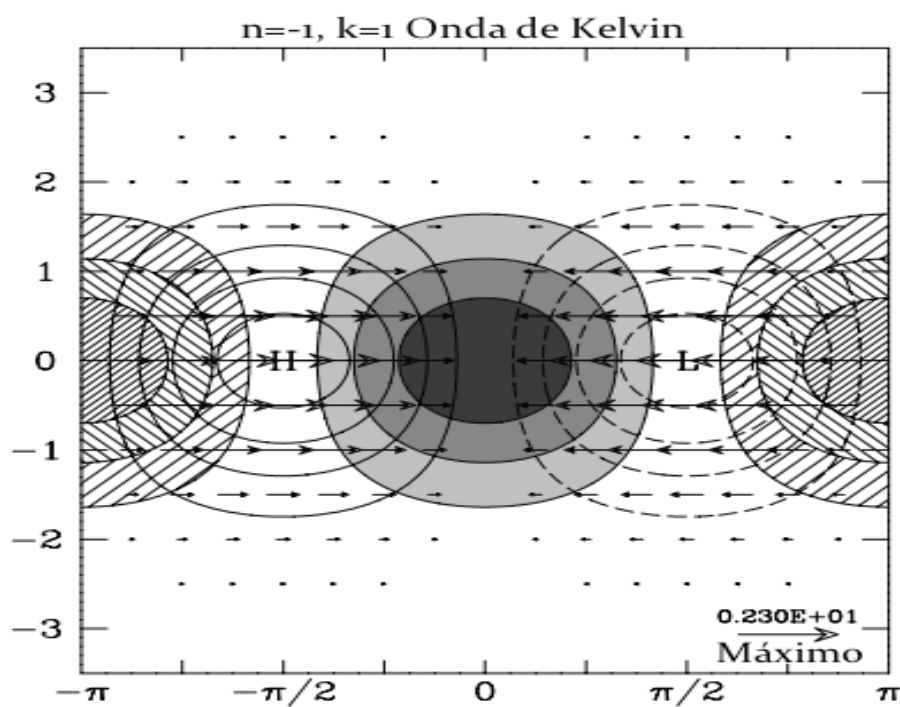
$$x^* = x \left( \frac{\sqrt{gh_e}}{\beta} \right)^{-1/2} \quad (\text{Adaptada de Kiladis et al. (2009)}).$$

### 2.2.3 Estrutura horizontal das Ondas de Kelvin

A onda atmosférica de Kelvin é um tipo de onda que existe apenas na região equatorial. O balanço de força que governa este tipo de onda é controlado pela estratificação do ar e pela mudança do sinal da força de Coriolis no equador (Matsuno, 1966). Ela é uma onda que se move para Leste, não possui componente de velocidade meridional. A estrutura latitudinal das perturbações nos campos de pressão e de velocidade zonal, devidas às ondas de Kelvin, é gaussiana e simétrica em relação ao equador, enquanto a componente de velocidade meridional é desprezável (Matsuno, 1966; Younger e Mitchell, 2006). A Figura 2.2 ilustra a estrutura horizontal das perturbações vento zonal e do geopotencial associadas com uma onda de Kelvin. Na direção zonal, o balanço das forças é exatamente igual ao de uma onda gravítica em águas pouco profundas que se propaga para Leste. O balanço meridional de

forças para o modo Kelvin resulta do balanço geostrófico entre a velocidade zonal e o gradiente meridional de pressão.

As ondas de Kelvin propagam-se verticalmente, com uma amplitude que aumenta exponencialmente com a altura, até um nível em que as condições são tais que a onda se dissipa e transfere energia para o fluxo básico (Timmermans, 2005). A literatura considera que as ondas de Kelvin são originadas pela liberação de calor latente associada com convecção na troposfera e podem ser observadas no vento atmosférico, nos campos de temperatura e pressão, transportando energia e momento para média atmosfera (Holton, 2004; Salby e Garcia, 1987). Essa transferência de energia ou momento influencia a velocidade e a direção do fluxo básico e desempenha um papel importante na Oscilação Quase Biental (QBO) no vento zonal médio na estratosfera tropical abaixo de 35 km. Em maiores altitudes na atmosfera, a dissipação de ondas de Kelvin contribui para as Oscilações Semianuais (SAO) vistas no vento zonal médio na estratosfera superior (acima de 35 km) e baixa mesosfera.



**Figura 2.2** Estrutura horizontal da onda de Kelvin para número de onda zonal adimensional,  $k=1$ . Todas as escalas e campos são adimensionais. O equador atravessa o centro da Figura. As regiões a tracejado representam divergência, e as regiões a sombreado representam convergência, com um intervalo de 0,6 unidades entre os níveis sucessivos. Contornos sem sombra são geopotencial, com um intervalo de contorno de 0,5 unidades. Contornos a tracejado representam valores, e o contorno zero foi omitido. O vento máximo é indicado no canto inferior direito. (Adaptada de Kiladis et al. (2009)).



As observações das ondas de Kelvin na região equatorial mostram que estas podem ser classificadas em três diferentes classes segundo os seus períodos e velocidades de fase. As ondas lentas são aquelas com períodos entre 15 á 20 dias, velocidade de fase horizontal de 20-40 m/s, e comprimento de onda vertical de 10 km (Wallace e Kousky, 1968). As ondas com períodos entre 6 e 10 dias são denominadas de ondas rápidas de Kelvin, que se propagam com velocidade de fase horizontal de 50-80 m/s e comprimento de onda vertical de 20 km (Hirora, 1978). As ondas de Kelvin com período em torno de 3-4 dias são denominadas ondas ultra-rápidas de Kelvin, a velocidade de fase horizontal é de 120 m/s e o comprimento de onda vertical é de aproximadamente 40 km (M. L. Salby *et al.*, 1984).

### 2.3 Modos Normais Tridimensionais

No estudo de movimentos atmosféricos de escala planetária, as equações do movimento consideram a atmosfera com geometria esférica, estratificada horizontalmente e em equilíbrio hidrostático. Como as equações do movimento são definidas num referencial esférico em rotação, elas contêm termos que descrevem a aceleração de Coriolis e termos de curvatura. Considerando perturbações de pequena amplitude em torno de um escoamento de referência, os termos das equações primitivas que envolvem produtos perturbados podem ser desprezados, ou seja, obtendo-se equações linearizadas.

Para uma tal atmosfera, as equações primitivas, linearizadas com em torno de um estado de referência em repouso tendo uma distribuição de temperatura, que dependente da pressão  $T_o(p)$ , podem ser escritas da seguinte forma:

$$\begin{aligned}\frac{\partial u}{\partial t} - 2\Omega v \sin \theta + \frac{1}{a \cos \theta} \frac{\partial \phi}{\partial \lambda} &= 0, \\ \frac{\partial v}{\partial t} + 2\Omega u \sin \theta + \frac{1}{a} \frac{\partial \phi}{\partial \theta} &= 0, \\ \frac{\partial}{\partial p} \left[ \frac{1}{S_0} \frac{\partial}{\partial p} \left( \frac{\partial \phi}{\partial t} \right) \right] - \nabla \cdot V &= 0,\end{aligned}\tag{16}$$

onde  $(\lambda, \theta, p)$  são a longitude, a latitude, e a pressão;  $\phi$  é o campo geopotencial perturbado, i.e., é o desvio em relação ao perfil do estado básico do geopotencial  $\Phi_o(p)$ ; e

$$S_0 = \frac{R}{p} \left( \frac{kT_o}{p} - \frac{dT_o}{dp} \right),\tag{17}$$

é o parâmetro da estabilidade estática do estado de referência. Os restantes símbolos nas

equações (16) e (17) são as componentes do vento horizontal ( $u, v$ ),  $a$  é o raio da terra,  $\Omega$  a velocidade angular de rotação da terra,  $R$  o constante específica do ar seco,  $k$  e a razão de constante específica do ar seco e o calor específico a pressão constante.

Como condições fronteiras, assume-se que  $\omega = \frac{dp}{dt}$  se anula quando  $p \rightarrow 0$  e que a velocidade vertical linearizada  $w = \frac{dz}{dt}$  é nula para pressão constante  $p_s$  próximo da superfície de Terra (Castanheira *et al.*, 2002).

As oscilações livres, ou modos normais, das equações primitivas linearizadas (18) podem ser escritas na forma

$$\begin{bmatrix} u \\ v \\ \phi \end{bmatrix} = \exp(-i2\Omega\omega t) G_m(p) \exp(ik\lambda) C_m \times \begin{bmatrix} U(\theta) \\ iV(\theta) \\ Z(\theta) \end{bmatrix}_{mkl,\alpha}, \quad (18)$$

onde,  $C_m = \text{diag} \left[ (gh_m)^{\frac{1}{2}}, (gh_m)^{\frac{1}{2}}, gh_m \right]$  é uma matriz diagonal de factores de escala sendo  $g$  a constante de aceleração gravítica e  $h_m$  altura equivalente. As funções  $G_m(p)$  são as estruturas verticais separáveis e  $m$  é um índice vertical. As estruturas horizontais são dadas pelo produto de uma onda zonal com número de onda  $k$  e um vector  $[U(\theta), iV(\theta), Z(\theta)]_{mkl,\alpha}^T$ , que define o perfil meridional da onda. Dado que o índice meridional  $l$  está associado com o número de zeros do perfil meridional, ele pode ser considerado como um índice da escala meridional do movimento. O índice  $\alpha = 1, 2, 3$  refere-se a ondas inércio-gravitacionais que se propagam para Oeste, ondas de Rossby, e ondas inércio-gravitacionais que se propagam para Leste, respectivamente. O parâmetro  $\omega$  é uma frequência adimensional. Os modos normais formam uma base ortogonal completa que permite a expansão do vento horizontal e campo de geopotencial (Castanheira *et al.*, 2002):

$$\begin{bmatrix} u \\ v \\ \phi \end{bmatrix} = \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{k=-\infty}^{\infty} \sum_{l=0}^{\infty} \sum_{\alpha=1}^3 w_{mkl}^{\alpha}(t) G_m(p) \exp(ik\lambda) C_m \times \begin{bmatrix} U(\theta) \\ iV(\theta) \\ Z(\theta) \end{bmatrix}_{mkl,\alpha}, \quad (19)$$

Os coeficientes de expansão são obtidos pela projeção vertical,

$$\left( \hat{u}, \hat{v}, \hat{\phi} \right)_m^T = \frac{1}{p_k} \int_0^{p_k} \left( u, v, \phi \right)_m^T G_m(p) dp, \quad (20)$$

seguido por uma projeção horizontal,

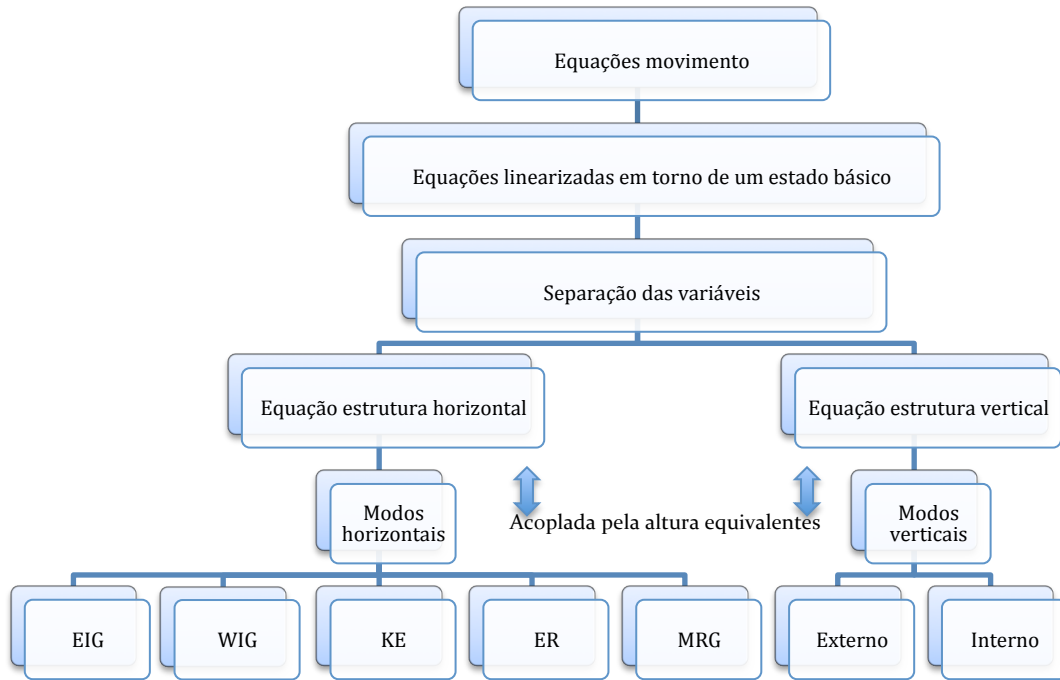
$$w_{mkl}^{\alpha} = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \left( H_{mkl}^{\alpha} \right) * C_m^{-1} \cdot \left( \hat{u}, \hat{v}, \hat{\phi} \right)_m^T \cos \theta d\theta d\lambda. \quad (21)$$

Assume-se que as estruturas verticais,  $G_m(p)$  e as estruturas horizontal  $H_{mkl}^\alpha(\lambda, \theta) = \exp(ik\lambda)[U(\theta), iV(\theta), Z(\theta)]_{mkl, \alpha}^T$ , têm normas unitárias. O índice superior  $T$  designa a transposta, e  $()^*$  denota o complexo conjugado da transposta. Demonstra-se que o quadrado dos coeficientes da expansão (19) é proporcional à energia total (isto é, energia cinética + energia potencial disponível) por unidade de área associado aos respectivos modos (Castanheira *et al.*, 2002).

$$E_{mkl}^\alpha = \frac{p_s h_m}{C_k} |w_{mkl}^\alpha|^2. \quad (22)$$

Para  $k=0$ ,  $C_0=4$  e  $E_{m0l}^\alpha$  representa energia total associada com o modo zonal de índices vertical e meridional  $(m, l)$ , respectivamente; se  $k \geq 1$ ,  $E_{mkl}^\alpha$  representa energia total do par de modos conjugados  $(\alpha, mkl)$  e  $[\alpha, m(-k)l]$  e, por conseguinte  $C_0=2$ .

Na Figura 2.3 apresenta-se um esquema do método de análise para obter as ondas equatoriais.



**Figura 2.3** Procedimento para obter os modos verticais e horizontais. (Adaptada de Ko *et al.*, (1989)). Os acrónimos significam. Ondas; EIG – Inercio-gravítica para Leste, WIG – Inercio-gravítica para Oeste, KE – Kelvin, ER – Rossby equatorial e MRG – Rossby-gravítica mista

## Capítulo 3

### 3. DADOS E METODOLOGIA

A metodologia seguida na análise de SCM tem necessariamente em conta a forma como estes sistemas se manifestam na região de interesse. Assim, sabendo que estes sistemas ocorrem preferencialmente nos meses mais quentes (Março, Abril, Maio, Outubro, Novembro e Dezembro), e tendo em conta que o propósito principal deste trabalho é o desenvolvimento de uma nova metodologia de análise de ondas equatoriais acopladas a SCM, analisaram-se dados referentes aos meses de Março, Abril e Maio do ano de 2012. A aplicação sistemática da metodologia em estudos climatológicos será tema de um futuro trabalho. A escolha destes meses decorreu da análise de registos de observações meteorológicas à superfície, na estação meteorológica de Aeroporto de S. Tomé, que mostram alguns fenómenos relacionado com SCM, no período de Março a Maio de 2012.

A organização à escala sinóptica dos sistemas convectivos foi caracterizada utilizando os dados do balanço de radiação infravermelha térmica no topo da atmosfera (OLR) fornecidos pelas reanálises ERA-Interim, e pelo conteúdo de água líquida e gelo na camada acima dos 500 hPa. Os dados de radiação foram obtidos com uma resolução  $1^\circ \text{ lat} \times 1^\circ \text{ long}$ . Os dados de água líquida e gelo foram calculados com uma resolução horizontal de 25 km em intervalos de 30 minutos, através de um downscale dinâmico das reanálises ERA-Interim, utilizando versão 3.4.1 do modelo WRF-ARW (Weather Research Forecast) (Skamarock *et al.*, 2008).

Os dados das energias das ondas equatoriais foram gentilmente cedidos pelo Doutor Carlos Marques (Marques e Castanheira, 2002).

Nas subsecções seguintes damos mais detalhes sobre cada conjunto de dados.

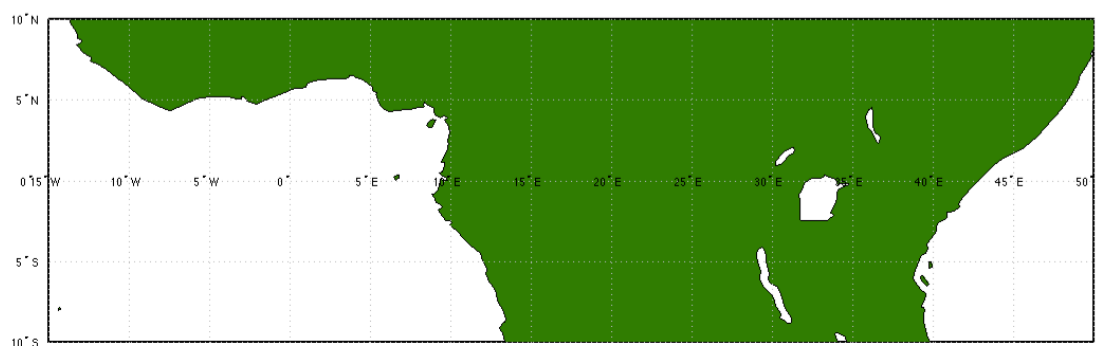
#### 3.1 Descrição de Modelo

O modelo numérico utilizado neste trabalho é o WRF-ARW (Weather Research Forecast) versão 3.4.1 (Skamarock *et al.*, 2008). O modelo atmosférico WRF é parte de um sistema integrado, desenvolvido para a simulação numérica da atmosfera, para fins de pesquisa dos fenómenos atmosféricos de mesoescala, bem como para a previsão operacional do tempo em mesoescala. Este modelo foi desenvolvido por uma equipa de investigadores do U.S. National Center for Atmospheric Research (NCAR), National Oceanic and Atmospheric Administration (NOAA), e de muitas Universidades.

O domínio do modelo foi definido de modo a permitir a simulação dos sistemas convectivos que ocorrem na região África equatorial (Figura 3.1). O domínio estende-se entre 15°W e 50°E, e 10°S - 10°N, utilizando uma projecção de Mercator (Haltiner e R. T. Williams, 1980). Escolheu-se uma resolução horizontal de 25 km, e uma discretização vertical de 27 níveis.

As simulações do WRF foram iniciadas a 29 de Fevereiro, com condições iniciais e de fronteira dadas pelas reanálises ERA-Interim, com resolução de 0,75° lat X 0,75° long, em intervalos de 6 horas. O modelo foi forçado pelas reanálises utilizando um relaxamento Newtoniano, sendo o parâmetro de relaxamento o indicado por defeito no manual do modelo. Na análise apenas se consideraram os dados simulados entre 1 de Março e 31 de Maio. O dia 29 de Fevereiro foi considerado como um período de ajuste (aquecimento) do modelo.

As parametrizações físicas, com as respectivas opções, utilizadas para o processamento do modelo são mostradas na tabela 1. A seleção destas opções foi baseada no trabalho desenvolvido por Medrano (2008).



**Figura 3.1** Representação do domínio utilizados nos processamentos do Modelo WRF

**Tabela 1** - Parametrizações e opções selecionadas na configuração do WRF

Parametrizações	Opções selecionadas
Radiação de Térmica	Rapid Radiative Transfer Model
Radiação Solar	Goddard shortwave
Camada Limite Planetária	Mellor-Yamada-Janjic TKE
Camada Superficial	Monin-Obukhov (Janjic)
Solo	Thermal diffusion
Microfísica de Nuvens	Morrison (2 moments)
Cumulus	Betts-Miller-Janjic

### 3.2 Determinação dos eventos de SCM

#### 3.2.1 Reconstrução das nuvens

A determinação dos eventos SCM obedeceu ao critério que identifica a presença de nuvens de grande desenvolvimento vertical. Percebe-se que, em nuvens convectivas profundas, cujo topo pode ser encontrado nas proximidades da tropopausa, entre 16 e 20km nos trópicos (muito acima do nível de condensação, que está entre 4 e 5 km nessas regiões), a fase de gelo adquire grande importância. Em nuvens do tipo Cúmulo-nimbos, grande parte do material condensado encontra-se, na verdade, em fase sólida.

Como referido anteriormente, uma das formas de identificação dos SCM foi o conteúdo de água líquida e de gelo entre os 500 hPa e o topo do modelo. Estes dados foram obtidos calculando o integral das variáveis que representam a razão de mistura de água/gelo acima dos 500 hPa (QICE e QCLOUD), sendo estas excelentes variáveis para diagnóstico de nebulosidades (Xu e Randall, 1995). O cálculo da coluna de água e de gelo foi realizado da seguinte forma:

Seja  $q_i$  a razão de mistura de gelo e  $q_w$  a razão de mistura da parte líquida. A razão de mistura das duas fases será  $q = q_i + q_w$ . A quantidade total de água líquida e de gelo, acima dos 500 hPa, por unidade de área horizontal é dada por

$$Q_{w+i} = \frac{1}{g} \int_{P_T}^P (q_w + q_i) dp, \quad (23)$$

onde

$$dp = -\rho g dz,$$

Sendo  $p_T$  a pressão do topo do modelo,  $p$  a pressão da base da coluna (500 hPa),  $g$  a aceleração gravítica e  $\rho$  – Densidade do ar.

### 3.2.2 Cálculo de OLR

Os sistemas convectivos podem também ser organizados por movimentos ondulatórios de escala planetária. Para caracterizar os padrões de nebulosidade nessa escala utilizaram-se dados de OLR obtidos nas previsões de 6 e 12 h iniciadas com as Reanalises (ERA-Interim) às 00 e 12 UTC. Os dados de OLR disponíveis na base de dados do Centro Europeu de Previsão do Tempo a Médio Prazo correspondem a valores integrados no período de previsão. Calculando as diferenças entre as previsões de 12 e de seis horas, obtiveram-se quatro valores diários que representam valores médios para intervalos de 6 horas.

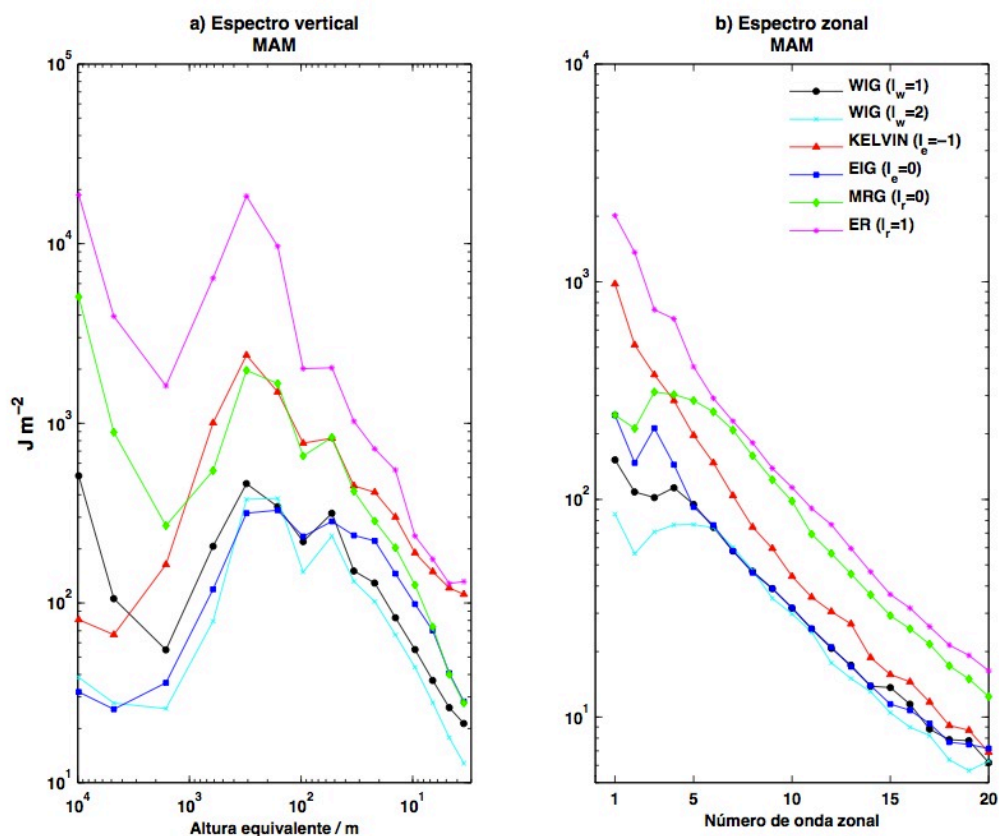
## 3.3 Espectro de Energia das Ondas Gravíticas Equatoriais

Utilizando uma base de modos normais semelhantes às utilizadas em Marques e Castanheira (2012), os mesmos autores fizeram também uma decomposição em modos normais das reanálises ERA-Interim, no período 1979-2012. O Doutor Carlos Marques disponibilizou as energias das ondas equatoriais para serem utilizadas neste estudo.

A Figura 3.2 a) mostra os espectros verticais climatológicos da energia das ondas equatoriais, para os meses de Março, Abril e Maio dos anos de 1979 a 2010. Estes espectros foram calculados somando as energias dos números de onda zonal 1 a 20 associados a cada altura equivalente. Os espectros de energia apresentam um máximo secundário na altura equivalente 53 m. Comparando com a Figura 1.1, verificamos que este pico secundário se situa no intervalo de alturas equivalentes (8 a 90 m) a que estão associados os máximos espectrais da análise espaço-temporal da temperatura de brilho das nuvens realizada por (Kiladis *et al.*, 2009). A Figura 3.2 b) mostra os espectros zonais da energia de ondas equatoriais associadas a alturas equivalentes no intervalo 10 a 96 m. As ondas gravítico-inerciais que se propagam para Oeste, as ondas Rossby-gravíticas mistas e as ondas gravítico-inerciais que se propagam para Leste apresentam máximos de energia nos números de onda 1 a 5. Comparando novamente com a Figura 1.1, verificamos haver concordância com o intervalo de números de onda onde ocorrem os picos do espectro de potência da análise espaço-temporal da temperatura de brilho,  $T_b$ , das nuvens.

A concordância qualitativa, entre os espectros de energia das ondas equatoriais e os espectros de potências da temperatura de brilho das nuvens, leva-nos a colocar a hipótese de os máximos secundários nos espectros verticais de energia serem devidos ao

acoplamento de ondas equatoriais com convecção. No capítulo seguinte, exploramos esta hipótese analisando a coincidência temporal entre a ocorrência de SCM e de picos de energia nas diferentes ondas. A análise basear-se-á essencialmente na evolução temporal das diferentes variáveis representadas em diagramas de Hovmöller.



**Figura 3.2** a) Espectros verticais climatológicos da energia das ondas equatoriais, para os meses de Março, Abril e Maio dos anos de 1979 a 2010, b) espectros zonais da energia de ondas equatoriais associadas a alturas equivalentes no intervalo 10 a 96 m.





## Capítulo 4

### 4. RESULTADOS E ANÁLISES

#### 4.1 Sistemas Convectivos na região da África Equatorial

A influência dos SCM numa região pode ser percebida sob diferentes aspectos, entre os quais, através de anomalias da radiação infravermelha emitida para o espaço. A ocorrência de aglomerados de nuvens do tipo cúmulo-nimbo que, dentre todos os géneros de nuvens, são as que têm maior desenvolvimento vertical, atingindo alturas até cerca de 18 km, nas zonas tropicais, e por consequência com os topos frios, resulta em menos radiação do que a que seria emitida com céu limpo ou mesmo quando comparado com outros géneros de nuvens.

Outra característica associada às nuvens com forte desenvolvimento vertical é a presença de grandes quantidades de água líquida e gelo em níveis elevados da troposfera, acima dos 500 hPa.

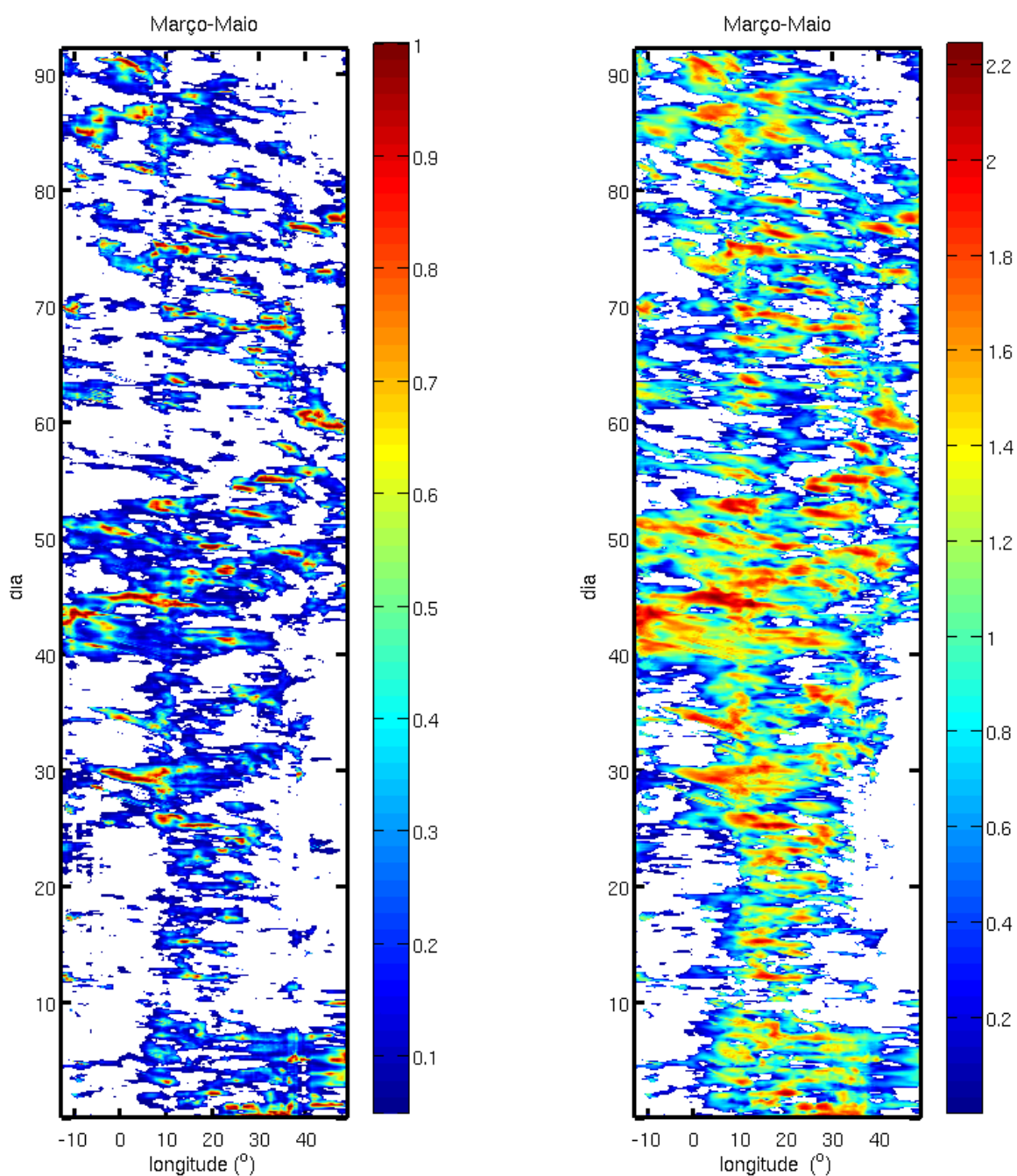
A Figura. 4.1 mostra diagramas de Hovmöller da coluna de água líquida (à esquerda) e de fase condensada (água líquida mais gelo) (à direita) acima dos 500 hPa. Os valores representam a média na banda de latitude entre  $7,5^{\circ}\text{S}$  –  $7,5^{\circ}\text{N}$ . A Figura permite identificar vários episódios de convecção profunda em sistemas que parecem deslocar-se para Oeste. Entre eles destacam-se dois ou três episódios em torno do dia 30 de Março. Os episódios de convecção profunda, que ocorreram entre os dias 10 e 25 de Abril, parecem envolvidos num sistema de maior escala espacial que se desloca para Leste.

Os sistemas convectivos identificados na Figura 4.1 são também detectados nos diagramas de Hovmöller da radiação infravermelha no topo da atmosfera, mostrados na Figura 4.2. Esta Figura representa as anomalias da radiação infravermelha média na banda de latitude  $7^{\circ}\text{S}$  -  $7^{\circ}\text{N}$ . Em cada longitude e em cada instante, calcularam-se as anomalias relativamente à média no período de 1 de Março a 31 de Maio de 2012. As anomalias da radiação confirmam a ocorrência de convecção profunda, na região de África equatorial, em torno do dia 30 de Março e entre os dias 10 e 25 de Abril. Os sistemas convectivos que se desenvolvem entre os dias 10 e 25 de Abril aparecem, de facto, inseridos num sistema de larga escala com propagação para Leste.

O ciclo diário da temperatura da superfície é também evidente na Figura 4.2.

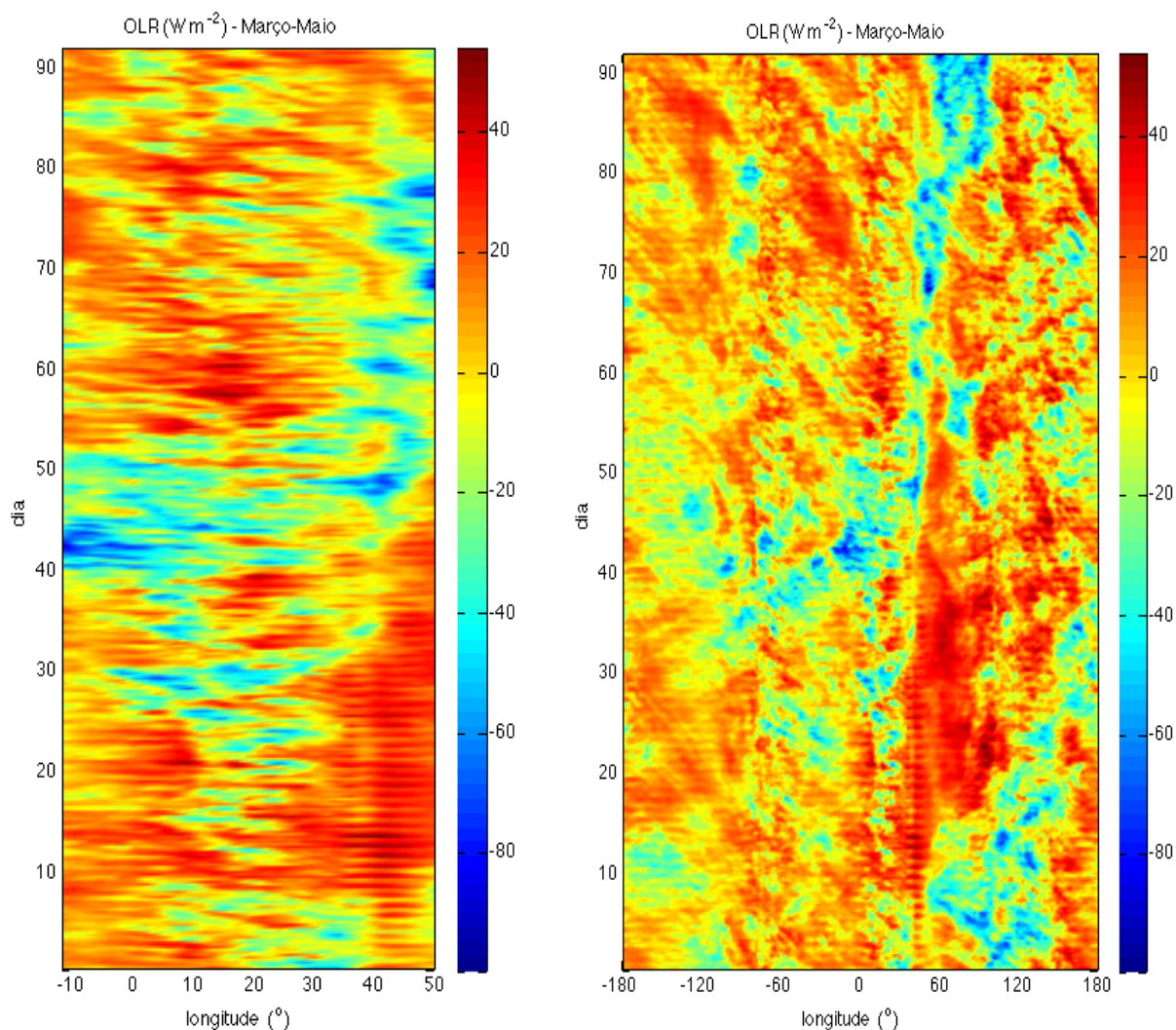
Se a propagação para Oeste ou para Leste dos sistemas convectivos identificados acima for

modulada ou acoplada a ondas equatoriais, a presença dessas ondas poderá manifestar-se na ocorrência de máximos de energia, que lhes está associada, durante os eventos de convecção.



**Figura 4.1** Diagrama de Hovmöller (longitude-tempo) das nuvens acima dos 500 hPa; (à esquerda) quantidade de água líquida e (à direita) logaritmo da quantidade de água líquida mais gelo

relativamente ao período de 1 de Março a 31 de Maio 2012. Tempo é UTC. Unidades são ( $\text{kg/m}^2$ ). Em ambos os painéis são representados valores médios entre as latitudes  $7,5^\circ\text{S}$  e  $7,5^\circ\text{N}$ .



**Figura 4.2** Diagrama de Hovmöller (longitude-tempo) da média entre as latitudes  $7,5^\circ\text{S}$  e  $7,5^\circ\text{N}$  para as anomalias OLR no período entre 1 de Março a 31 de Maio 2012. As anomalias foram calculadas relativamente à média de todo o período. À esquerda, representam-se as longitudes entre  $50^\circ\text{E}$  e  $10^\circ\text{W}$  e à direita, as longitudes entre  $180^\circ\text{E}$  e  $180^\circ\text{W}$ .

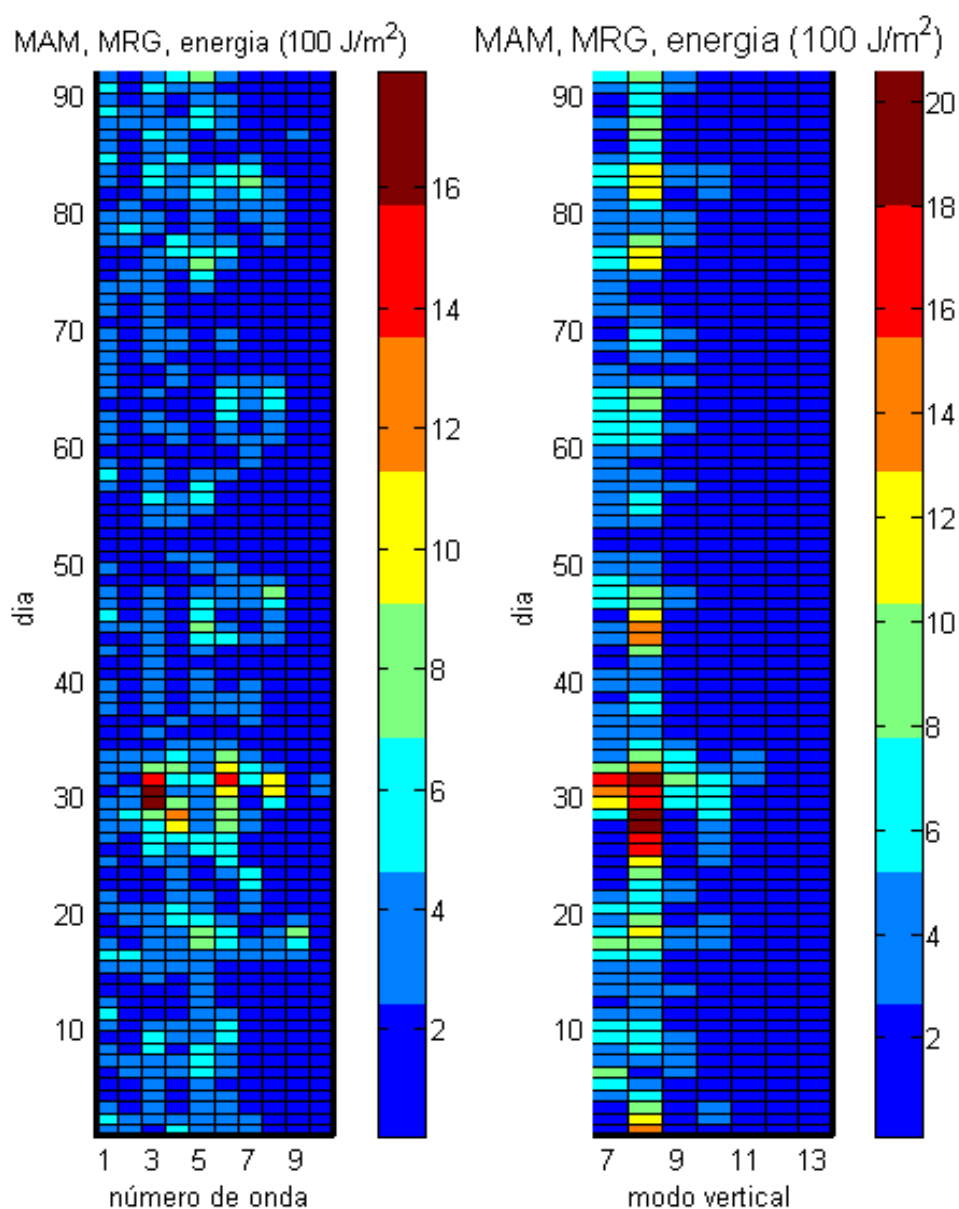
As Figuras mostram a fracção de tempo em que a convecção profunda está presente numa dada coordenada hora longitude-UTC. Para analisar a coincidência temporal entre a ocorrência de SCM e de picos de energia nas diferentes ondas, na secção abaixo passamos as análises da energia das ondas.

## 4.2 Ondas de Rossby-Gravíticas Mistas

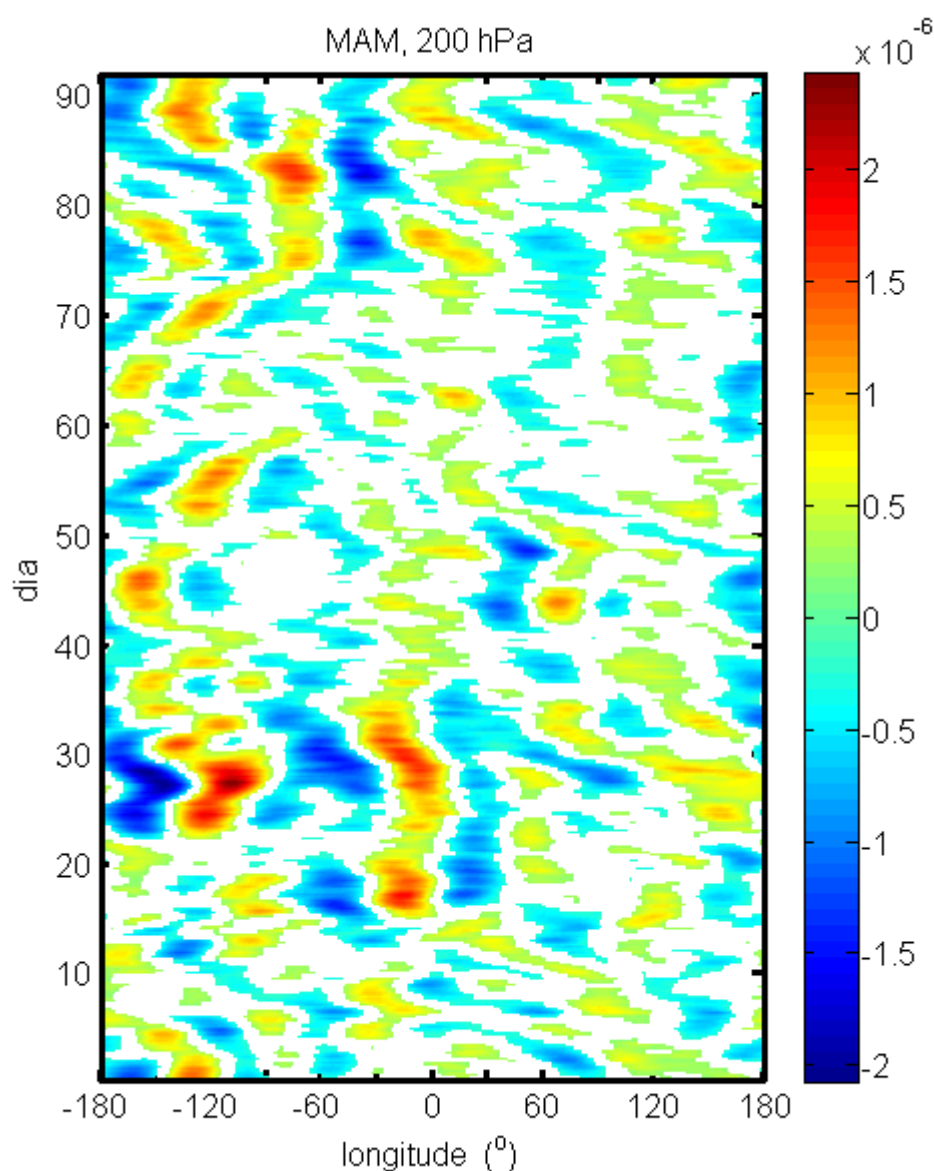
A Figura 4.3 (à esquerda) mostra o diagrama de Hovemöller da energia das ondas de Rossby-Gravíticas mistas (número de onda versus tempo). Para cada número de onda zonal somaram-se as energias associadas a modos com alturas equivalentes compreendidas entre 10 e 96 m. Estas ondas apresentam máximos de energia, nos modos 3 a 8, em torno do dia 30.

O painel da direita na Figura 4.3 mostra o diagrama de Hovemöller da energia das ondas de Rossby-Gravíticas mistas em função do índice vertical. Para cada altura equivalente (índice vertical), somou-se a energia associada às ondas de Rossby-gravíticas com número de onda zonal  $3 \leq k \leq 8$ .

Estes diagramas confirmam a existência dum pico de energia das ondas de Rossby-gravíticas mistas, com alturas equivalentes compreendidas entre os 10 e os 96 m, i.e., na gama de alturas equivalentes identificadas na análise de Kiladis *et al.* (2009). O pico de energia ocorre em torno do dia 30 de Março, e poderá estar associado aos eventos de convecção profunda identificados nas Figuras. 4.1 e 4.2. As projecções sobre os modos normais representam anomalias da circulação global da atmosfera. Para verificar a possível associação entre o máximo de energia e o eventos de convecção, calculou-se o campo da divergência da circulação projectada sobre as ondas de Rossby-gravíticas mistas com alturas equivalentes entre os 10 e os 96 m e números de onda zonal  $3 \leq k \leq 8$ , i.e., com os campos do vento reconstituídos substituindo na equação (19) apenas as ondas Rossby-gravíticas mistas seleccionadas. A Figura 4.4 mostra o diagrama de Hovemöller da divergência média na banda de latitude 0 a 7,5°N. (Considerou-se a divergência média na banda 0 a 7,5°N porque as ondas de Rossby-gravíticas mistas são anti-simétricas relativamente ao equador. Veja a Figura 2.1.) Podem notar-se valores elevados da divergência aos 200 hPa, formando bandas que se propagam para Oeste, em torno do dia 30 de Março, sobre a região do hemisfério ocidental e cobrindo a África equatorial.



**Figura 4.3** (à esquerda) Soma de energia dos modos verticais de índice 7 a 12, correspondentes as alturas equivalentes de 8 a 96 m para cada número de onda de 1-10 e (à direita) soma da energia dos modos zonais, números de onda de 3 a 8, para cada modo vertical correspondente a alturas equivalente (8 a 96 m), relativamente ao período de 1 de Março a 31 de Maio 2012.



**Figura 4.4** Representação de Hovemöller (longitude-tempo) da divergência ( $s^{-1}$ ) para ondas de Rossby-gravítica mistas de Rossby relativamente ao período de 1 de Março a 31 de Maio 2012. Médias para latitudes  $7,5^{\circ}S$  e  $7,5^{\circ}N$ .

### 4.3 Ondas de Kelvin

A Figura 4.5 (à esquerda) mostra o diagrama de Hovemöller da energia das ondas de Kelvin (número de onda versus tempo). Tal como o procedimento acima, para cada número de onda zonal somaram-se as energias associadas a modos com alturas equivalentes compreendidas entre 10 e 96 m. Estas ondas apresentam máximos de energia, nos modos 1 à 5, em torno do dia 10 à 15 de Abril.

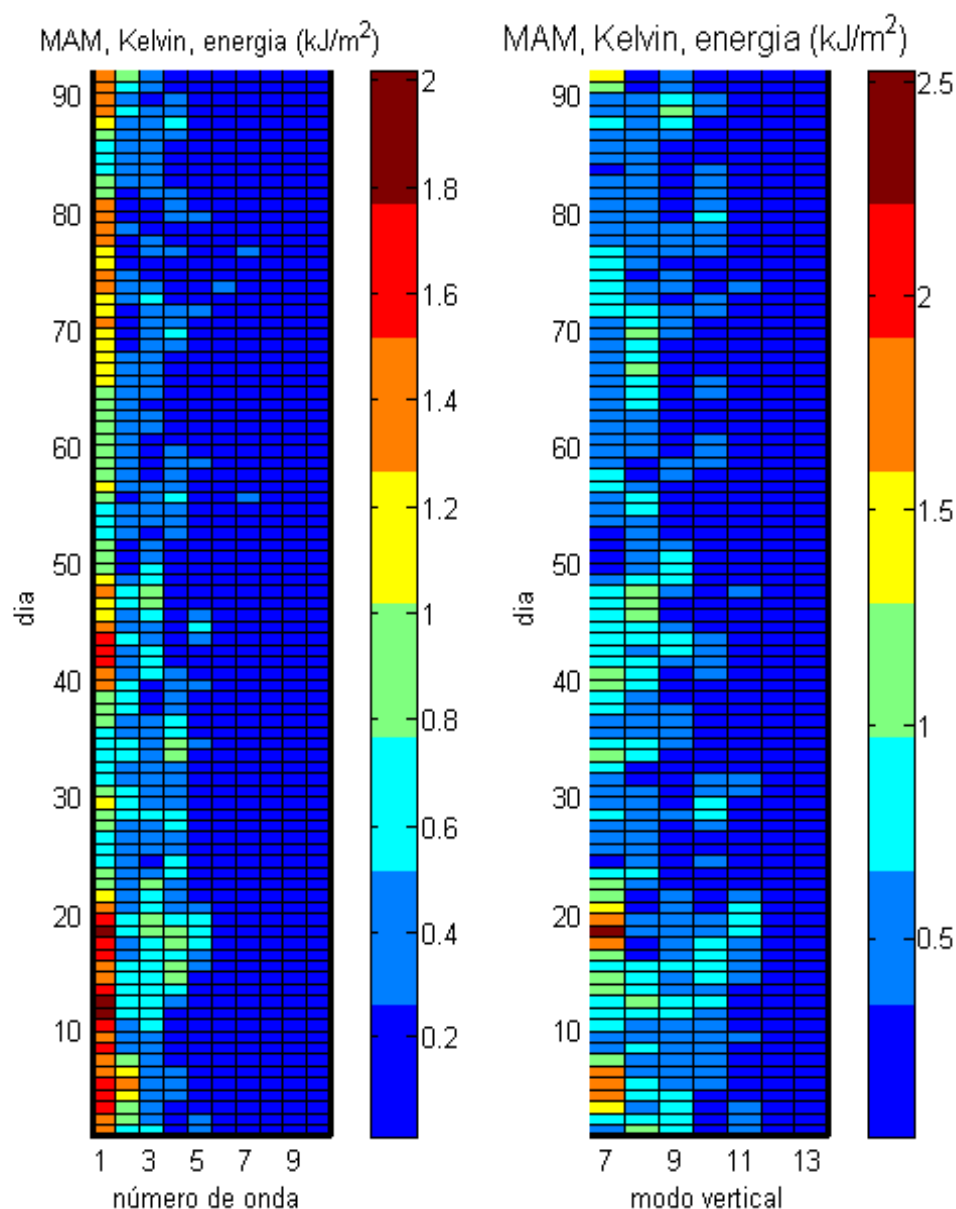


O painel da direita na Figura 4.5 mostra o diagrama de Hovemöller da energia das ondas de Kelvin em função do índice vertical. Para cada altura equivalente (índice vertical), somou-se a energia associada às ondas de Kelvin com número de onda zonal  $1 \leq k \leq 5$ .

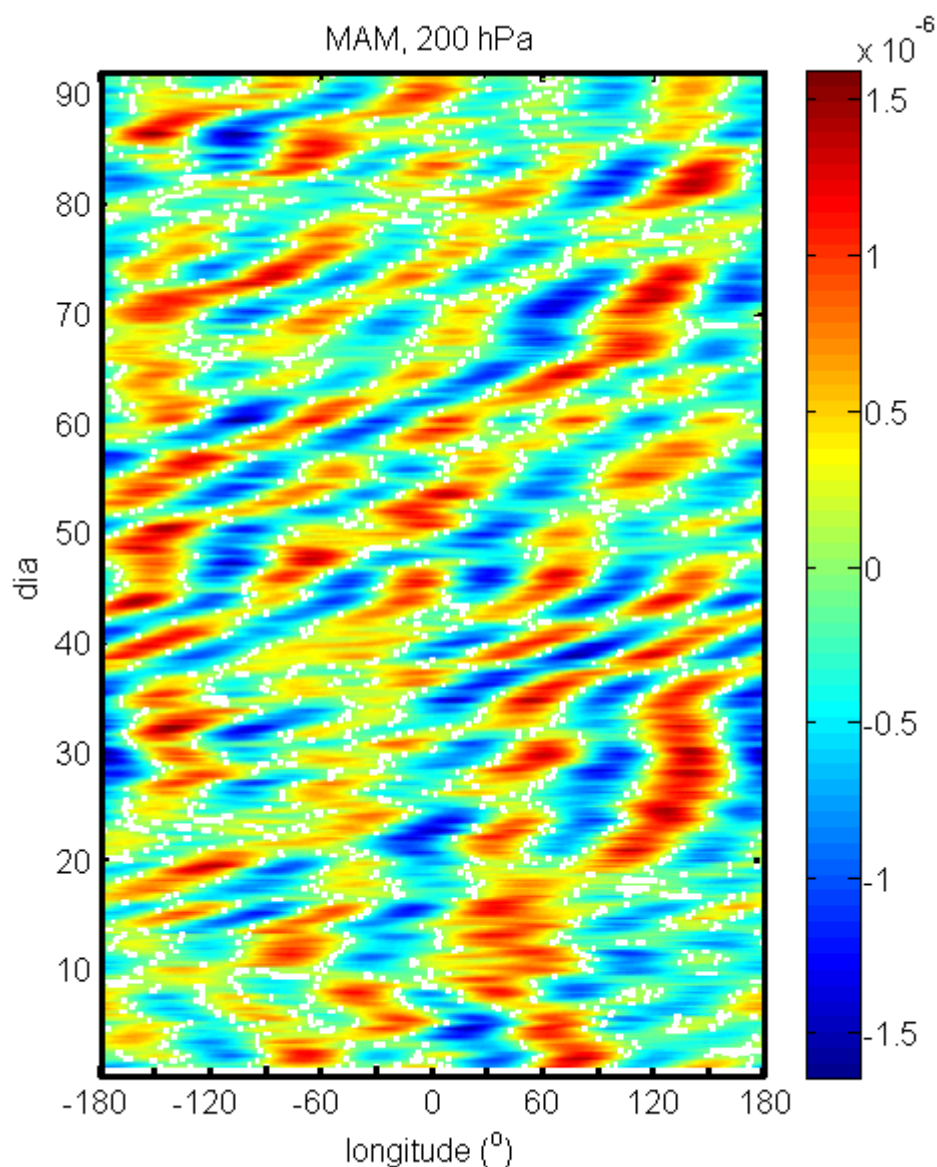
Nestes diagramas observam-se a existência dum pico de energia das ondas de Kelvin, com alturas equivalentes compreendidas entre os 10 e os 96 m, i.e., na gama de alturas equivalentes identificadas na análise de Kiladis *et al.* (2009). O pico de energia ocorre em torno do dia 10 a 15 de Abril, e poderá estar associado aos eventos de convecção profunda identificados nas Figuras. 4.1 e 4.2. Sendo que as projecções sobre os modos normais representam anomalias da circulação global da atmosfera. Para verificar a possível associação entre o máximo de energia e o eventos de convecção, calculou-se o campo da divergência da circulação projectada sobre as ondas de Kelvin com alturas equivalentes entre os 10 e os 96 m e números de onda zonal  $1 \leq k \leq 5$ , tal como se fez com as ondas de Rossby-gravíticas mistas. A Figura 4.6 mostra o diagrama de Hovemöller da divergência média na banda de latitude  $7,5^{\circ}\text{S}$  e  $7,5^{\circ}\text{N}$ . Podem notar-se valores elevados da divergência aos 200 hPa, formando bandas que se propagam para Leste, em torno do dia 10 a 15 de Abril, sobre a região do hemisfério ocidental e cobrindo a África equatorial.

Os valores de energia elevados, observados no painel do lado direito para outros dias, podem estar associados a eventos de sistemas convectivos ocorridos fora do domínio de estudo. Note-se que o diagrama da radiação infravermelha (Figura 4.2) mostra que os episódios de convecção, no período de 10 a 20 de Abril, se encontram inseridos em sistemas de larga escala que se propagam para Leste. Um outro sistema convectivo de larga escala com propagação para Leste pode ser observado no hemisfério Leste, entre os dias 1 e 20 de Março. É de realçar que o sinal nas ondas de Kelvin aparece nos comprimentos de onda planetários (1 a 5), sendo a propagação para Leste é particularmente evidente no campo da divergência.





**Figura 4.5** (à esquerda) Soma da energia dos modos verticais de 7 a 12 correspondentes as alturas equivalentes de 8 á 96 m para cada números de onda de 1-10, e (à direita) soma da energia do modos com números de onda de 3 a 8, para cada modo vertical correspondente á alturas equivalente (8 á 96 m), relativamente a 1 de Março á 31 de Maio 2012.



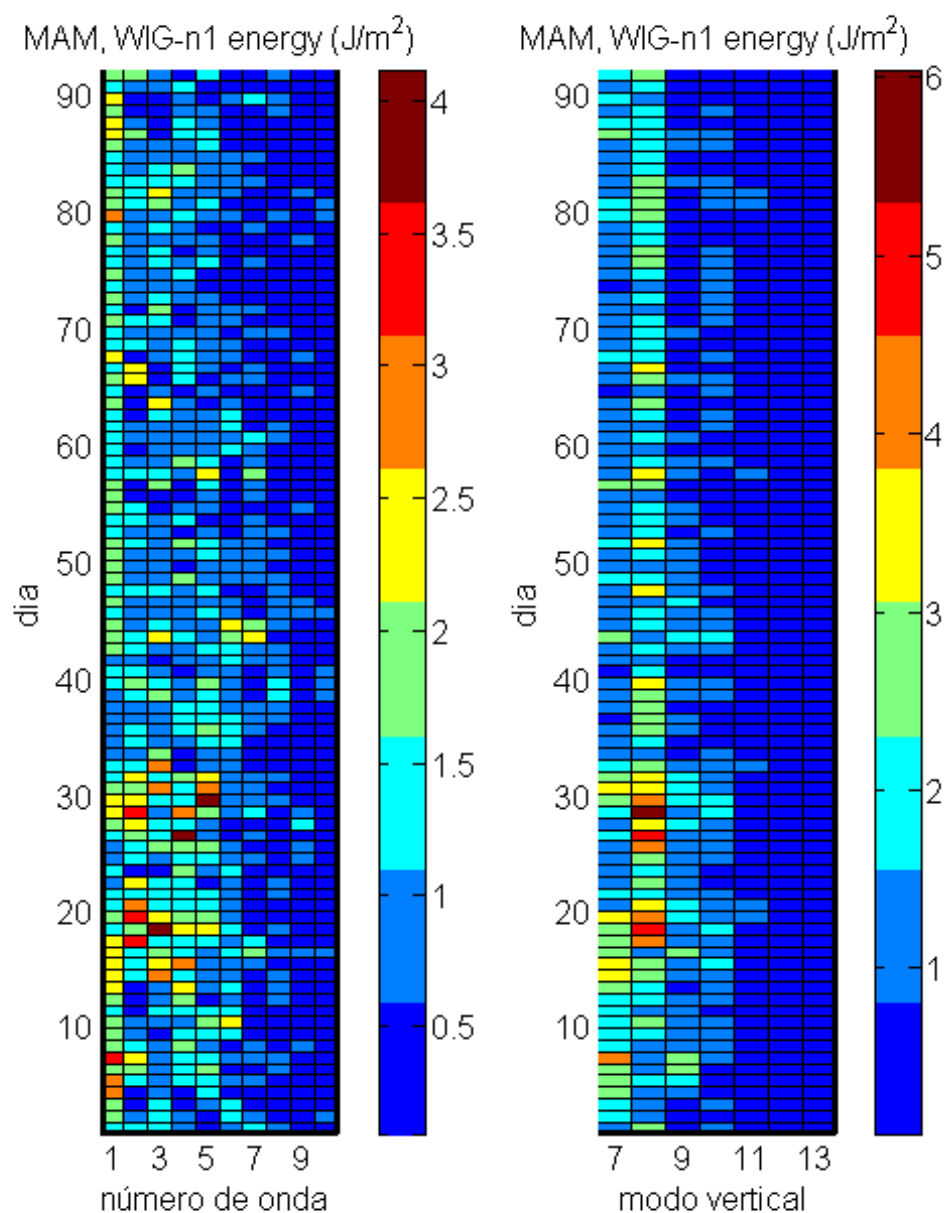
**Figura 4.6** Representação de Hovemöller (longitude-tempo) da divergência ( $\text{s}^{-1}$ ) para ondas de Kelvin relativamente ao período de 1 de Março a 31 de Maio 2012. Médias para latitudes  $7,5^{\circ}\text{S}$  e  $7,5^{\circ}\text{N}$ .

#### 4.4 Ondas Inércio-Gravíticas com propagação para Oeste

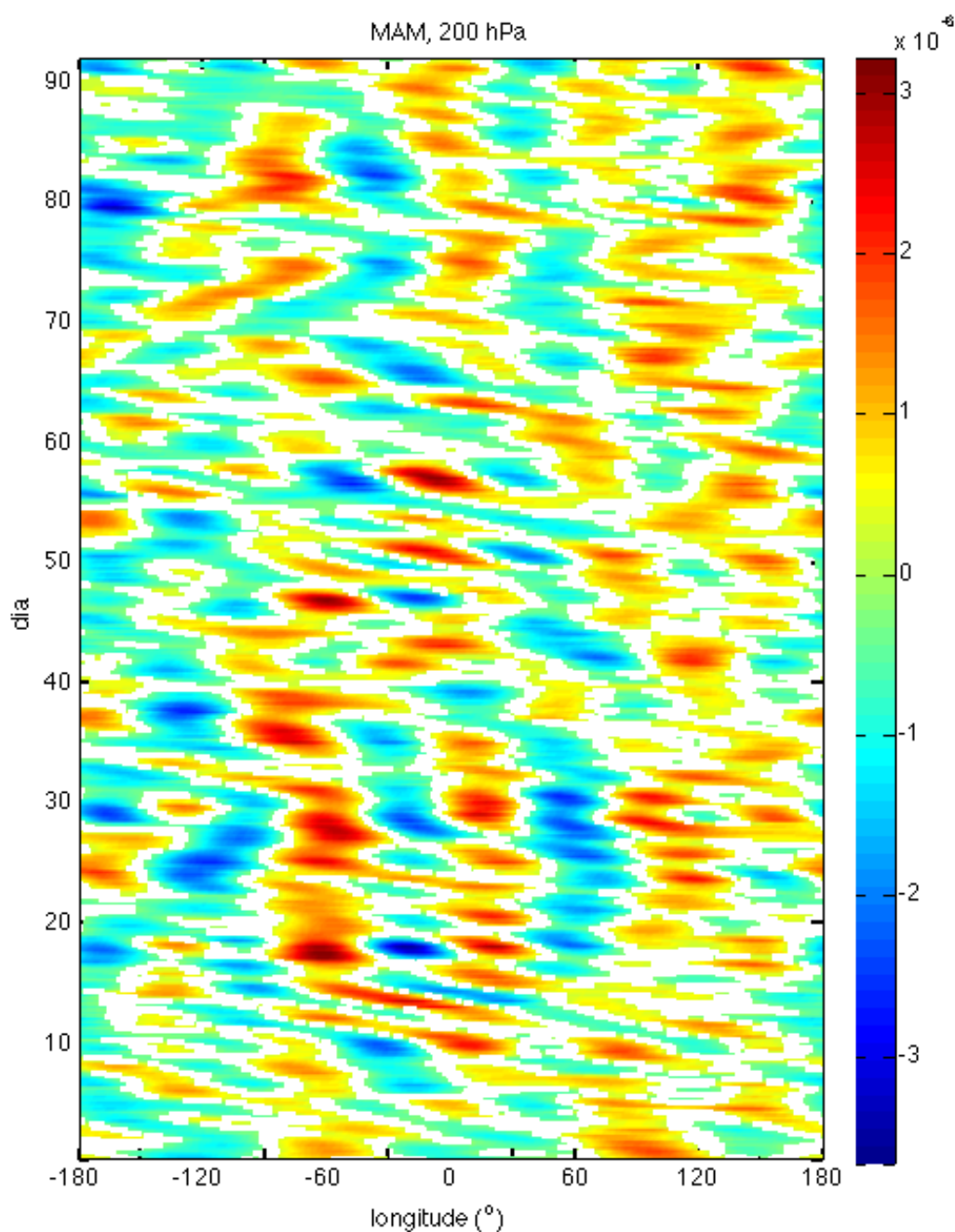
A Figura 4.7 (à esquerda) mostra o diagrama de Hovemöller da energia das ondas das ondas inércio-gravíticas com propagação para Oeste e índice meridional  $n=1$  (número de onda versus tempo). Seguindo o mesmo critério acima, para cada número de onda zonal somaram-se as energias associadas a modos com alturas equivalentes compreendidas entre 10 e 96 m. Estas ondas apresentam máximos de energia, nos modos zonais 1 a 10, em torno do dia 20 e 30 de Março.

O painel da direita na Figura 4.7 mostra o diagrama de Hovemöller da energia das ondas inércio-gravíticas que se propagam para Oeste ( $n=1$ ) em função do índice vertical. Para cada altura equivalente (índice vertical), somou-se a energia associada às ondas inércio-gravíticas que se propagam para Oeste com números de onda zonal  $1 \leq k \leq 10$ .

Estes diagramas confirmam a existência dum pico de energia das ondas inércia gravítica para Oeste, com alturas equivalentes compreendidas entre os 10 e os 96 m, i.e., na gama de alturas equivalentes identificadas na análise de Kiladis *et al.* (2009). O pico de energia ocorre em torno do dia 20 e 30 de Março, e poderá estar associado aos eventos de convecção profunda identificados nas Figuras 4.1 e 4.2 no dia 30 de Março na região da África equatorial. As projecções sobre os modos normais representam anomalias da circulação global da atmosfera. Para verificar a possível associação entre o máximo de energia e o eventos de convecção, calculou-se, novamente, o campo da divergência da circulação projectada sobre as ondas de inércio-gravíticas com alturas equivalentes entre os 10 e os 96 m e números de onda zonal  $1 \leq k \leq 10$ . A Figura 4.8 mostra o diagrama de Hovemöller da divergência média na banda de latitude  $7,5^{\circ}\text{S}$  e  $7,5^{\circ}\text{N}$ . Podem notar-se valores elevados da divergência aos 200 hPa, formando bandas que se propagam para Oeste, em torno do dia 20 e no dia 30 de Março, sobre a região da África equatorial.



**Figura 4.7** (à esquerda) Soma da energia dos modos verticais de 7 a 12 correspondentes as alturas equivalentes de 8 á 96 m para cada números de onda de 1-10, e (à direita) soma da energia do modos com números de onda de 1 a 10, para cada modo vertical correspondente á alturas equivalente (8 á 96 m), relativamente a 1 de Março á 31 de Maio 2012.



**Figura 4.8** Representação de Hovemöller (longitude-tempo) da divergência ( $s^{-1}$ ) para ondas de Inércio-Gravíticas com propagação para Oeste relativamente ao período de 1 de Março a 31 de Maio 2012. Médias para latitudes  $7,5^{\circ}S$  e  $7,5^{\circ}N$ .

## Capítulo 5

### 5. CONCLUSÕES

A convecção organizada aparece como sequências coerentes ou episódios que se propagam em escalas regionais e continentais sobre a África equatorial. Grande parte dos episódios tem a sua origem no sotavento das grandes montanhas, como as montanhas na parte Leste de África e as montanhas dos Camarões. O maior fator da geração é o forçamento térmico associado com grandes fontes de calor, um mecanismo que é sustentado pela distribuição geográfica da frequência horária de nuvem de grandes desenvolvimentos verticais, que reflete a topografia complexa. A camada limite muito instável é favorecida quando terreno elevado interage com o forte aquecimento diurno, o que promove a formação de episódios de convecção profunda de longa duração.

As observações de satélite mostram que os sistemas convectivos se apresentam organizados à escala sinótica, por ondas que se propagam para Leste ou para Oeste, quer ao longo do equador ou paralelamente a ele na zona de convergência intertropical (ZCIT). A resposta de SCM a perturbações de ondas equatoriais demonstra a necessidade de um estudo mais aprofundado para uma melhor previsão das interações multi-escala na África tropical e sobre toda a região equatorial. Esta necessidade é especialmente crítica porque interrupções nas chuvas diárias podem afectar negativamente as economias agrícolas que dependem especialmente das chuvas sazonais.

O objectivo desta Tese é a identificação de ondas equatoriais acopladas com convecção, através da análise da energia da circulação atmosférica projectada nos modos normais tridimensionais que representam ondas equatoriais. Os resultados obtidos podem ser sintetizados da seguinte forma:

Identificaram-se eventos no campo de nuvem reconstruídas e anomalias de OLR, verificou-se que os mesmos se propagam ao longo do sistema. Através de diagramas do tipo Hovmöller, foi possível identificar a direção da propagação das convecções profundas. Observou-se também, que a convecção esteve presente em toda faixa longitudinal, durante Março a Maio de 2012. Sobre a região de África equatorial, a convecção mostrou-se intensa em vários dias. Contudo nesses diagramas aparecem oscilações de vários períodos e diferentes direções de propagação.

Os campos das nuvens e de OLR, entre 10 e 15 de Abril mostraram propagações de nebulosidade para Leste, concordando com as características de uma onda de Kelvin. Notou-se também que por volta do dia 20 de Março e nos dias 25 á 30 de Março, a

propagação dos SCM para Oeste, sugerindo acoplamento dos eventos ocorridos nesses dias a ondas de Rossby-gravítica mistas e ondas inércio-gravíticas para Oeste.

A análise de diagramas Hovmöller da energia de modos normais e do campo da divergência da circulação filtrada pelas ondas equatoriais, associadas a alturas equivalentes no intervalo 10 a 96 m, confirmou o seu acoplamento aos SCM.

Tal como esperado, os picos de energias das ondas de Rossby-gravítica mistas são observados nos dias 25 a 30 de Março. Considerando ondas de Kelvin, os picos de energias são observados entre os dias 10 a 15 de Abril enquanto que para as ondas inércio-gravíticas que se propagam para Oeste, os picos são observados por volta do dia 20 de Março.

No campo da divergência foi possível, verificar o padrão propagando-se para Oeste nos dias 25 a 30 de Março, características teóricas de ondas de Rossby-gravítica mistas. Nos dias 10 a 15 de Abril o padrão observado propagou-se para Leste, características próprias de ondas de Kelvin. Por volta do dia 20 de Março, verifica-se um padrão complexo propagando para Oeste, correspondente a ondas inércio-gravítica que se propagam para Oeste.

Enquanto que os trabalhos que aparecem na bibliografia diagnosticam a existência de ondas equatoriais acopladas a convecção através das curvas de dispersão previstas teoricamente pela teoria de (Kiladis *et al.*, 2009; Matsuno, 1966) e referências aí citadas), os resultados aqui apresentados sugerem um sinal directo nos campos da circulação ( $u, v, \phi$ ) filtrados pela estrutura espacial das ondas. No entanto, os nossos resultados baseiam-se na análise de apenas uma estação (MAM de 2012). Uma análise mais sistemática, para todo o período disponível das reanálises ERA-Interim, e utilizando outras técnicas estatísticas, tais como a análise espectral cruzada, será objecto de um trabalho futuro.

## 6. REFERÊNCIAS

- Andrews, D.G., Holton, J.R. and Leovy, C.B., 1987. Middle Atmosphere Dynamics, Orlando: Academic press, 489 pp.
- Castanheira, J.M., Graf, H.-F., Dacmara, C.C. and Rocha, A., 2002. Using a Physical Reference Frame to Study Global Circulation Variability. *J. Atmos. Sci.*, 59.
- Cetrone, J. and Robert A. Houze, J., 2009. Anvil clouds of tropical mesoscale convective systems in monsoon regions. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*.
- Cotton, W. R. Anthes and R. A., 1989. Storm and Cloud Dynamics. Academic Press.
- Futyan, J.M. and Genio, A.D.D., 2007. Deep Convective System Evolution over Africa and the Tropical Atlantic. *Journal of Climate*, 20(5042).
- Garstang, M., Massie, H.L.J., Halverson, J., Gresco, S. and Scala, J., 1994. Amazon coastal squall lines. Part I: Structure and kinematics. *Mon. Wea. Rev.*, pp. 608-622.
- Haltiner, G.J. and R. T. Williams, J., 1980. Numerical prediction and dynamic meteorology. . In: Wiley & Sons (Editor), pp. 477.
- Hirora, I., 1978. Equatorial waves in the upper stratosphere and mesosphere in relation to the semiannual oscillation of the zonal wind. *J. Atmos. Sci.*, 35(714-722).
- Holton, J.R., 2004. An Introduction to Dynamic Meteorology 88 Department of Atmospheric Sciences, University of Washington Seattle, Washington.
- Houze, R.A., Jr, 1977. Structure and dynamics of a tropical squall-line system. *Mon. Wea. Rev.*, 105, 1540-1567.
- Kiladis, G.N., Wheeler, M.C., Haertel, P.T., Straub, K.H. and Roundy, P.E., 2009. Convectively coupled equatorial waves. *Reviews of Geophysics*, 47(2).
- Ko, S.D., Tribbia, J.J. and Boyd, J.P., 1989. Energetics analysis of a multilevel global spectral model. Part I: balanced energy and transient energy. *Mon. Wea. Rev.*, 117(1941-1953).
- Laing, A.G., Carbone, R., Levizzani, V. and Tuttle, J., 2008. The propagation and diurnal cycles of deep convection in northern tropical Africa. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 134(630): 93-109.
- Laing, A.G., Carbone, R.E. and Levizzani, V., 2011. Cycles and Propagation of Deep Convection over Equatorial Africa. *Mon. Wea. Rev.*, 139(9): 2832-2853.
- M. L. Salby, D. L. Hartmann, P. L. Bailey and Gille, J.C., 1984. Evidence for equatorial Kelvin modes in Nimbus-7 LIMS. *J. Atmos. Sci.*, 41(220-235).
- Marques, C.A.F. and Castanheira, J.M., 2012. A Detailed Normal-Mode Energetics of the General Circulation of the Atmosphere. *J. Atmos. Sci.*, 69(2718-2732).
- Matsuno, 1966. Quasi-Geostrophic Motions in the Equatorial Area. Geophysical Institute,



- Tokyo University, 25.
- McCollum, D.M., Maddox, R.A. and Howard, K.W., 1995. Case Study of a Severe Mesoscale Convective System in Central Arizona. *Wea. Forecasting*, 10, 643–665
- Medrano, M.U., 2008. Comparisons between the Advance Research - Weather Research and Forecasting (ARW) and satellite data for two cases in the Tropical Pacific. *Physical Meteorology MPO*, 531.
- Mohr, K.I., Famiglietti, J.S. and Zipser, E.J., 1999. The contribution to tropical rainfall with respect to convective system type, size, and intensity estimated from the 85-GHz ice-scattering signature. *J. Appl. Meteor.*, 38 596–606.
- Nguyen, H. and Duvel, J.-P., 2008. Synoptic Wave Perturbations and Convective Systems over Equatorial Africa. *Journal of Climate*, 21(6372).
- Salby, M.L. and Garcia, R.R., 1987. Transient response to localized episodic heating in the tropics. Part I. Excitation and short-time near-field behavior. *J. Atmos. Sci.*, 44(458–498).
- Silva Dias, M.A., 1987. Sistemas de Mesoescala e Previsão de Tempo a Curto Prazo. ,  
Sistemas de Mesoescala e Previsão de Tempo a Curto Prazo. *Revista Brasileira de Meteorologia*, pp. 133-150.
- Skamarock, W.C. et al., 2008. A Description of the Advanced Research WRF Version 3. NCAR/TN-475+STR.
- Timmermans, R.M.A., 2005. Studies of atmospheric dynamics from space. Universiteit Eindhoven, Library Technische Universiteit Eindhoven.
- Tsutsumi, M., 1995. A study of atmospheric dynamics near the mesopause using radio meteor echoes, Kyoto University, Kyoto, 192 pp.
- Wallace, J.M. and Kousky, V.E., 1968. Observational Evidence of Kelvin Waves in the Tropical Stratosphere. *J. Atmos. Sci.*, 25(900-907).
- Xu, K.M. and Randall, D.A., 1995. Impact of interactive radiative transfer on the macroscopic behavior of cumulus ensembles. Part II: Mechanisms for cloud-radiation interactions. *J. Atmos. Sci.*, 52(800–817).
- Yoshida, S., T., T., A., S. and T., N., 1999. Seasonal variations of 3.0~3.8-day ultra-fast Kelvin waves observed with a meteor wind radar and radiosonde in Indonesia. *Earth Planets Space*, 51.
- Younger, P.T. and Mitchell, N.J., 2006. Waves with period near 3 days in the equatorial mesosphere and lower thermosphere over Ascension Island. *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, 68.

Zipser, E.J., 1977. Mesoscale and convective – scale downdrafts as distinct components of squall-line circulation. *Mon. Wea. Rev.*, v. 105, pp. 1568 – 1589.